Moderne Mehrgitter-Elektronenröhren

Bau · Arbeitsweise · Eigenschaften
Elektrophysikalische Grundlagen

Von

Dr. M. J. O. Strutt
Eindhoven

Zweite, vermehrte und verbesserte Auflage

Mit 242 Abbildungen im Text

Photo-Lithoprint Reproduction
EDWARDS BROTHERS, INC.
PUBLISHERS
ANN ARBOR, MICHIGAN
1943

Berlin
Verlag von Julius Springer
1940

Vorwort zur zweiten Auflage.

Diese 2. Auflage des Werkes „Moderne Mehrgitter-Elektronenröhren" (die 1. Auflage war bereits etwa ein Jahr nach dem Erscheinen vergriffen) stellt in mehrfacher Hinsicht eine Erweiterung und Verbesserung der 1. Auflage dar: Der ursprünglich auf zwei Bände verteilte Text wurde nach völliger Umarbeitung in einem einheitlichen Band zusammengefaßt Hierbei wurde im 1. Teil des Buches, der sich mit dem Entstehen der modernen Mehrgitterröhren, mit ihrer Arbeitsweise und ihren Eigenschaften, sowie mit den dabei auftretenden physikalisch wie technisch überaus interessanten Erscheinungen befaßt, der heutige Stand der Röhrentechnik in bezug auf neue Typen in jeder Weise berücksichtigt Im 2. Teil, der die elektrophysikalischen Grundlagen enthält, wird das statische und das dynamische Verhalten der Mehrgitterröhren auf theoretischem und experimentellem Wege aus den Grundgesetzen der Elektronenmechanik abgeleitet. Der Hauptteil des Buches fußt auf eigenen Arbeiten und ich möchte an dieser Stelle besonders meinen Mitarbeitern Dr. K. S. KNOL, N. S. MARKUS und Dr. A. VAN DER ZIEL danken. Für die 2. Auflage sind vielfach inzwischen abgeschlossene neue Arbeiten benutzt worden, welche erlauben, Lücken in der bisherigen Behandlungsweise zu schließen. Das Fachschrifttum ist weitgehend berücksichtigt worden, wie die Liste am Schluß des Buches zeigt. Es handelt sich bei der vorliegenden Arbeit um den Versuch, ein Standardwerk der heutigen Elektronenröhrentechnik zu schaffen, das dem neuesten Stande der Entwicklung angepaßt ist.

Die wirtschaftliche Bedeutung der Mehrgitterröhre ist noch immer in starker Steigung begriffen. Neuere Zahlen (vgl. Schrifttum Nr. 311a) zeigen, daß heute (Ende 1939) in den Vereinigten Staaten etwa 160 Millionen Mehrgitterröhren benutzt werden. Diese Zahl wird nach zuverlässiger Schätzung Ende 1947 etwa 300 Millionen betragen. Die Zahlen für die ganze Welt dürften etwa das Zweifache sein.

Möge diese zweite Auflage alle Freunde der ersten erhalten und manche neue erwerben. Ich bitte, mir etwaige Bemerkungen und Fragen, ebenso wie bisher, gütigst mitzuteilen.

Eindhoven im August 1939.

M. J. O. STRUTT.

Vorwort zur ersten Auflage des ersten Teiles.

In mehreren Werken sind die Grundlagen der Elektronenröhren klar und in umfassender Weise dargestellt (man vgl. die Nrn. 22, 59, 191, 307 der Schrifttumsliste). Andererseits gibt es technische Bücher, welche die Verwendung moderner Radioröhren, wie Pentoden, Hexoden, Heptoden, Oktoden, behandeln (vgl. die Nrn. 40, 61, 316 der Schrifttumsliste).

Es fehlt aber bis jetzt meines Wissens ein Werk, welches die Entwicklungsgedanken, die diesen modernen Mehrgitterröhren zugrunde liegen, in leicht faßlicher, aber doch nicht elementarer Form enthält. Die diesbezüglichen Veröffentlichungen sind in der internationalen Fachliteratur verstreut. Da ich in mehrjähriger Arbeit an dieser Entwicklung engen Anteil nehmen konnte, schien es mir eine nützliche Aufgabe, das Entstehen der modernen Mehrgitterelektronenröhren, ihre Arbeitsweise und Eigenschaften und die dabei auftretenden physikalisch wie technisch überaus interessanten Erscheinungen darzustellen. Den unmittelbaren Anstoß zu dieser Darstellung gab eine Einladung der Physikalischen Gesellschaft Zürich, an der dortigen Eidgen. Technischen Hochschule einen Vortrag mit dem Titel „Moderne Mehrgitterelektronenröhren" zu halten (vgl. Nr. 285 der Schrifttumsliste).

Der Hauptteil dieses Buches stammt aus eigenen Arbeiten der letzten fünf Jahre. Daneben wurden andere Arbeiten aus den Laboratorien der Philipswerke verwendet, und ich möchte an dieser Stelle den betreffenden Kollegen hierfür danken. Selbstverständlich ist die Fachliteratur weitgehend berücksichtigt worden. Am Ende jedes Paragraphen finden sich diesbezügliche Hinweise.

Mehrere Herren haben das Manuskript gelesen und durch wertvolle Bemerkungen bereichert. Ihnen allen und im besonderen den Herren Prof. Dr. G. Holst und Dr. E. Oosterhuis möchte ich für ihr Interesse und für die sorgfältige Durchsicht danken. Den Herren Dipl.-Ing. J. Deketh, Dr. K. S. Knol und Dr. A. van der Ziel möchte ich herzlich danken für ihre wertvolle Hilfe beim Lesen der Korrekturen.

Eindhoven im September 1937.

M. J. O. Strutt.

Vorwort zur ersten Auflage des zweiten Teiles.

Bei der günstigen Aufnahme, die der erste Band in der Fachwelt gefunden hat, erscheint eine erneute Rechtfertigung dieses Werkes neben so vielen bestehenden vorzüglichen Büchern über Elektronenröhren überflüssig. Nützlich erscheint dagegen eine Andeutung der Leitgedanken beim Abfassen dieses zweiten Bandes.

Im ersten Band ist bei der Behandlung der Arbeitsweise und der

Eigenschaften der Mehrgitterröhren stets von den statischen Kennlinien und Daten dieser Röhren ausgegangen. Das Entstehen dieser statischen Kennlinien und Kenndaten wird dort im Zusammenhang mit dem Bau der Röhren nur kurz angedeutet. Diese Lücke auszufüllen, ist das erste Ziel dieses zweiten Bandes. Ausgehend von den Gesetzen der Elektronendynamik werden die Kennlinien der Röhren aus den Konstruktionsdaten abgeleitet. Hierbei ist für an sich bekannte Teile des Stoffes eine praktisch leicht anwendbare, knappe Darstellung, unter Voransetzung der physikalischen Anschaulichkeit, angestrebt. Überall sind praktische Einheiten (cm, sec, Volt, Amp. usw.) verwendet worden. Das zweite Ziel dieses Bandes ist die Darstellung der verwickelten Elektronenbewegung in Mehrgitterröhren an Hand von Berechnungen und Messungen, wobei sich Messungen im Kurzwellengebiet als ein vorzügliches Hilfsmittel erwiesen haben. Die Fülle des Stoffes zwang hierbei zu einer strengen Auswahl, wobei jene Punkte in den Vordergrund gestellt und am ausführlichsten behandelt worden sind, die wesentlich zum Verständnis der Vorgänge beitragen und die durch Arbeiten in den Laboratorien der Philipswerke wesentlich geklärt wurden. Allgemein handelt dieser Band somit über die theoretische und experimentelle Ableitung des statischen und dynamischen Verhaltens der Mehrgitterröhren aus den Grundgesetzen der Elektronenmechanik. Zum Schluß folgt ein kurzer Paragraph über praktisch wichtige Wärmeprobleme in Mehrgitterröhren und ein Anhang mit Ergänzungen zum Text.

Nach einem Bericht der Union Internationale de Radiodiffusion vom 5. Juli 1938 gibt es in Europa ohne die UdSSR. $31{,}2 \cdot 10^6$ Radioempfangsgeräte und auf der ganzen Welt etwa $87{,}5 \cdot 10^6$ Geräte. Rechnet man im Mittel nur drei Röhren für jedes Gerät, so wären heute somit etwa 260 Millionen Empfangsröhren im Betrieb. Etwa die Hälfte hiervon dürfte aus Mehrgitterröhren in unserem Sinne bestehen. Aus diesen Zahlen erhellt die praktische Bedeutung unseres Gegenstandes.

Wie beim ersten Band haben wieder mehrere Herren den Text gelesen und durch wertvolle Bemerkungen bereichert. Ich möchte ihnen allen und insbesondere Herrn Prof. Dr. G. Holst für sein liebenswürdiges Interesse, Herrn Dr. E. Oosterhuis für die sorgfältige Durchsicht und für freundliche Hinweise, den Herren Dr. K. S. Knol und Dr. A. van der Ziel für ihre Mitarbeit bei Messungen und Rechnungen sowie für die Durchsicht des Textes und der Korrekturbogen danken.

Eindhoven, im August 1938.

M. J. O. Strutt.

Inhaltsverzeichnis.

Zweiter Teil.

Elektrophysikalische Grundlagen

Einleitung.

Die Elektronenröhre ist heute eines der am vielfältigsten benutzten Hilfsgeräte der Technik. Von den Photozellenröhren mit einigen Mikroampere Strom bis zu Großsenderöhren, die einige hundert Kilowatt leisten, finden sich die verschiedensten Größen und Bauarten. Bei der größten Zahl der benutzten Röhren fließt der Elektronenstrom im Hochvakuum. Einige Arten sind mit Gas gefüllt. Allen gemeinsam sind folgende Teile: Eine Kathode, welche Elektronen emittiert, Steuerorgane zur Regelung des Elektronenstromes und Elektroden, welche den Elektronenstrom auffangen.

Von allen Arten technischer Elektronenröhren behandeln wir nur solche, bei denen als Steuerorgane mehrere „Gitter" dienen, die natürlich verschiedene Bauarten aufweisen können. Von den Mehrgitterröhren behandeln wir nur jene die in Empfangsgeräten für elektrische Wellen als Verstärkerröhren und als Mischröhren verwendet werden (also keine Senderöhren). Die Verstärkerröhren zerfallen noch in zwei Gruppen: Hochfrequenz-Verstärkerröhren und Mischröhren mit kleiner Leistung (einigen Watt) und Niederfrequenz-Verstärkerröhren mit Leistungen bis zu einigen Dekawatt.

Die Hochfrequenz-Verstärkerröhren und Mischröhren haben in der etwa 25-jährigen Entwicklungszeit, die hinter uns liegt, viele Stufen durchlaufen. Aus den Anfangstrioden (Kathode, Steuergitter, Anode) sind Zweigitterröhren erwachsen. Das zweite Gitter diente hierbei zur teilweisen Aufhebung der Raumladung (Sauggitter), oder zur direkten Steuerung des Elektronenstroms, der die Kathode verläßt (Zwei-Steuergitter-Röhren, französisch: bigrilles). Alle diese Zwischenentwicklungsstufen, welche heute als veraltet betrachtet werden müssen, werden wir außer acht lassen und uns nur mit den modernen Mehrgitter-Elektronenröhren beschäftigen.

In einem Buch wie das vorliegende ist die Einführung vieler Zeichen für die behandelten Größen und Begriffe leider unvermeidlich. Wir haben uns das Ziel gesetzt, die hiermit verbundenen Schwierigkeiten möglichst zu beseitigen. Bekanntlich ist eine dieser Schwierigkeiten, daß irgendwo mitten im Text ein Zeichen verwendet wird, dessen Bedeutung an einer viel früheren Stelle zwar erwähnt wurde, aber dem

Leser nicht mehr gegenwärtig ist. Wir nennen hier die Bedeutung der wichtigsten, immer wiederkehrenden Zeichen. Außerdem ist in jedem Paragraphen die Bedeutung aller im betr. Abschnitt verwendeten Zeichen angegeben worden.

Die bei Wechselstromaufgaben übliche komplexe Schreibweise ist nur in den §§ 11, 68, 69, 71, 72, 73, 74, 75 in geringem Umfang und jedesmal mit diesbezüglichen Hinweisen verwendet worden. Hierdurch erübrigt sich die Einführung getrennter Zeichen für Gleichstromgrößen, Wechselstromamplituden, Augenblickswerte usw. Die Zeichen für Potentiale, Ströme, Feldstärken usw. sollen, wo nicht ausdrücklich anders vermerkt, Augenblickswerte darstellen.

P ist das Zeichen für Potentiale, V für Spannungen, I und i für Ströme und Stromdichten, F_x, F_y, F_z für elektrische Feldstärken, H_x, H_y, H_z für magnetische Feldstärken, e für den Betrag der Ladung des Elektrons, m für die Masse des Elektrons, L für die Selbstinduktionskoeffizienten, M für gegenseitige Induktionskoeffizienten, C für Kapazitäten, t für Zeiten, x, y, z für rechtwinklige Koordinaten, r, φ, z für Zylinderkoordinaten, d für Differentiation (total), ∂ ebenfalls (partiell), π für 3,14, v, v_x, v_y, v_z, v_r, v_φ, v_z für Geschwindigkeit und Geschwindigkeitspomponenten, ln für den natürlichen Logarithmus (Grundzahl 2,718), $\int$ für Integration. Für die Grundzahl der natürlichen Logarithmen ist absichtlich kein Zeichen eingeführt worden. Expontialfunktionen sind als exp (....) bezeichnet. Das Zeichen j ist für $+\sqrt{-1}$ benutzt.

Überall ist das „praktische Maßsystem" verwendet (Volt, Ampere, Coulomb, Ohm, Farad, Henry, Gauss-Oersted). Längen sind in cm, Zeiten in sec ausgedrückt. Hierdurch dürfte eine unmittelbare Anwendung der Formeln auf praktische Fälle erleichtert sein.

Bau, Arbeitsweise, Eigenschaften.

Abschnitt I. Hochfrequenz-Verstärkerröhren.

§ 1. **Der Aufbau von Hochfrequenz-Verstärkerröhren.** Für das Verständnis unserer Ausführungen ist es nützlich, wenn der Leser ein Allgemeinbild vom Aufbau moderner Röhren hat. Hierzu dient der vorliegende Paragraph. Näheres enthält § 9. Die wesentlichen Aufbauteile sind: die Kathode, die verschiedenen Gitter, die Anode, bei „Glasröhren" der Glasballon, der Quetschfuß und die meistens aus Mika bestehenden Isolationsteile, welche den metallischen Innenaufbau der Röhre im Glaskolben befestigen. Endlich der Röhrensockel mit den Anschlußelektroden (Stifte oder Seitenkontakte). In Abb. 1a ist der Aufbau einer Hochfrequenzröhre (Mehrgitterröhre) dargestellt. Bei neueren „Glasröhren" fällt der Quetschfuß fort. Die Röhrenanschlußelektroden (kurze zylindrische Stäbe) sind in einem Preßglasboden angeordnet. Dieser Boden wird mit dem Kolben verschmolzen, analog wie es mit dem Quetschfuß stattfindet (vgl. Abb. 1b).

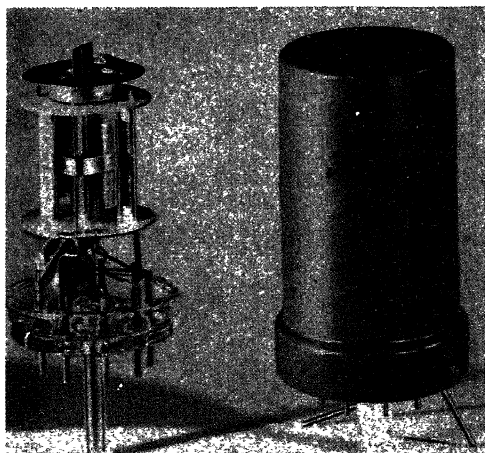



Abb. 1a. Innerer (links) und äußerer Aufbau einer modernen Glasröhrenkonstruktion ohne Röhrensockel (Kontaktstifte im Glasboden angeordnet).

Für die Kathode muß man unterscheiden zwischen direkt und indirekt geheizten Röhren (Abb. 2 und 3). Die zuerst genannten erhalten ihre Kathodenenergie meistens aus einer Gleichstrombatterie, die zuletzt genannten benutzen hierfür eine Wechselstromquelle. Das Kathodenmaterial besteht im erstgenannten Fall oft aus Wolframdraht mit einem

Überzug aus Erdalkalioxyden (z. B. Bariumoxyd) mit Bindematerial. Bei indirekt geheizten Kathoden ist der Glühfaden meistens aus Wolfram hergestellt, während die eigentliche Kathode aus einem Nickelzylinder mit einem Überzug aus dem obengenannten Emissionsmaterial besteht. Zwischen Nickelzylinder und Glühkörper befand sich früher noch ein

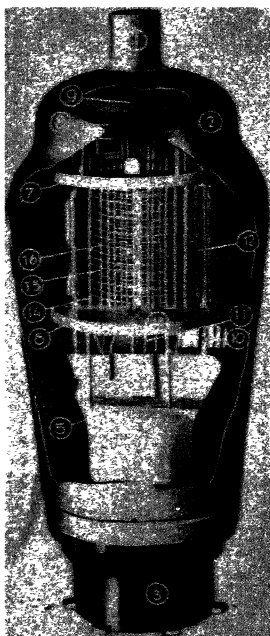



Abb. 1b. Aufbau einer Glasröhre mit Sockel und Seitenkontakten (*P*-Sockel). *1* Steuergitteranschluß, *2* Metallisierung auf dem Glaskolben, *3* Sockel (Philite) mit Kontakten, *4* Quetschfuß, *5* Getter (zur Absorption der Gasreste im Kolben), *6* Metallabschirmblech, *7* ebenfalls, *8* Glimmerplatte zur Zentrierung im Glaskolben, *9* Steuergitterzuleitung, *10* Anodenstützen, *11* Kathodenzuleitung, *12* Blechanode, *13*, *14*, *15*, *16* Gitterstege.

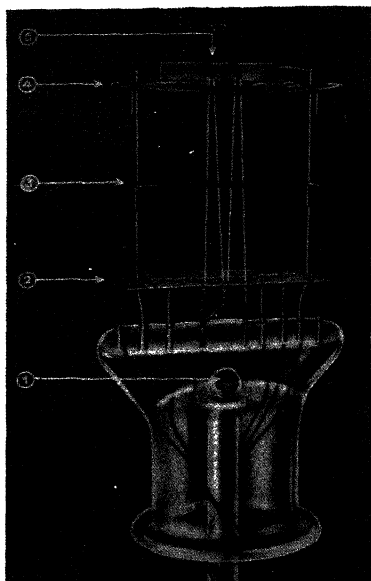



Abb. 2. Quetschfuß mit direkt geheizter Kathode. 1 Pumpöffnung, 2, 3, 4 Glimmer, 5 Federn.

keramisches Isolationsrohr, das aber zur Erzielung geringerer Wärmekapazität (kleinerer Anheizdauer) gegenwärtig häufig fortgelassen und durch einen isolierenden Überzug ersetzt wird. Der Emissionsüberzug des Kathodenmaterials hat den Zweck, mit geringer Kathodentemperatur und -energie bereits eine beträchtliche Elektronenemission zu erzielen. Zur Erreichung größter Wirtschaftlichkeit bei der Kathodenheizenergie ist es wichtig, die Wärmeableitung an den Enden und Befestigungen der Kathode besonders studieren und klein zu halten. Die direkt geheizten Kathoden si meistens in einer Ebene aufgestellt, die indirekt geheizten Kathoden gegen rund (Abb. 2 und 3).

Um die Kathode herum wird das erste Gitter gebaut. Die Form dieses Gitters in einer Ebene senkrecht zur Kathode ist bei den direkt geheizten Röhren oft rechteckig, bei den indirekt geheizten elliptisch. Als Material für den Gitterdraht und für die Befestigungsstäbe wird Wolfram, Molybden, Eisen oder Nickel verwendet. Es ist aus verschiedenen Gründen, welche wir später erläutern werden, vorteilhaft, das Steuergitter möglichst nahe um die Kathode herumzulegen. Abstände von z. B. 0,2 oder 0,1 mm sind hier keine Ausnahme. Wenn man bedenkt, daß die Kathode sich beim Heizen auch noch etwas dehnt, so wird klar, welche hohen Anforderungen an die Genauigkeit der Herstellung gestellt werden. Die übrigen Gitter werden nach Muster des ersten Gitters gebaut. Die Anode wird entweder aus Gaze oder aus Vollblech hergestellt (z. B. Nickel oder Molybden).

Abb. 3. Aufbau indirekt geheizter Kathoden. Links Dorn mit Heizdraht. Mitte Kathodenzylinder mit Belag. Rechts Gesamtaufbau.

Der ganze gerade behandelte metallische Innenaufbau der Röhre wird bei den üblichen Glasröhren auf dem sog. Quetschfuß montiert. Dieser Quetschfuß besitzt eine Glasflansche, die mit dem Glasballon verschmolzen wird. Oft ist am Innenaufbau der Röhre noch ein z. B. aus Mika bestehender Isolationsteil angeordnet, der gegen die Innenwand des Glasballons stützt. Die schwierigen und wichtigen Fabrikationsprozesse zur Formierung der Kathode, zum Entgasen des Röhreninnern und zur Fertigstellung der Röhren können wir hier nicht behandeln. Der Röhrensockel mit den Anschlußelektroden wird auf die fertige Glasröhre gekittet.

Aus Gründen, welche später erläutert werden, ist es notwendig, um den Glaskolben herum oder um das Elektrodensystem herum noch eine metallische Abschirmung zu bauen. Hier unterscheidet sich nun die amerikanische Praxis wesentlich von der europäischen. Im erstgenannten Fall verwendet man oft gesonderte Metallhüllen, welche im Apparat um die Röhren gelegt werden, während in Europa die Außenwand der Glasröhre mit einem leitenden Überzug aus Metallfarbe bedeckt wird.

In den Vereinigten Staaten sind seit 1935 Röhren in den Handel gebracht worden, deren Außenwand aus Metall besteht, und zwar so, daß [illegible] Metallwand zugleich die Röhre vakuumdicht abschließt. Abb. 4 [illegible]ert den Aufbau einer solchen Metallröhre.

Auch in Europa sind seit 1937 Stahlröhren käuflich, deren vakuumdichte Außenwand aus Stahl besteht. Im Gegensatz zur Röhre von Abb. 4 sind bei diesen neuen Stahlröhren sämtliche Röhrenanschlüsse an einer Seite der Hülle angeordnet, während der Innenaufbau ebenfalls Unterschiede gegenüber den gezeigten Konstruktionen aufweist. Der wichtigste besteht darin, daß die Kathodenachse senkrecht zur Röhrenachse angeordnet ist (Abb. 5).

Schrifttum: *37, 40, 61, 71, 121, 125, 165, 182, 198, 207, 208, 229, 246, 261, 285, 304, 311* (vgl. Liste am Schluß des Buches).

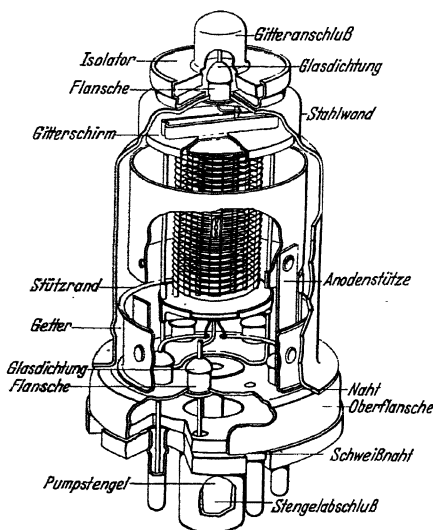



Abb. 4. Innerer und äußerer Bau einer amerikanischen Metallröhre.

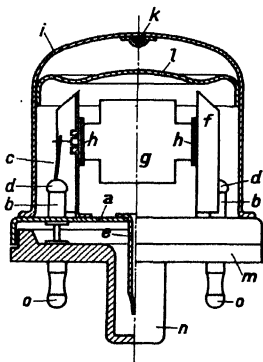



Abb. 5. Aufbau einer Philips Stahlröhre mit horizontalem Systemaufbau. *a* Stahlboden, *b* Metallröhrchen, *c* Elektrodenzuleitung, *d* Glasisolation, *e* Pumpstengel, *f* Metallstützen, *g* Elektrodensystem, *h* Glimmerisolation, *i* Stahlkolben, *k* Getter (vgl. Abb. 1b), *l* Metallschirm zur Abschirmung des Getters, *m* Sockel aus Kunstharz, *n* Pumpstengelschutz, *o* Außenkontakte.

§ 2. Charakteristik und Steilheit. Die in einer Verstärkerröhre fließenden Ströme hängen von den Elektrodenspannungen ab. Diese Funktionen, kurvenmäßig dargestellt, nennt man Charakteristiken oder Kennlinien.

Wir betrachten zunächst eine Triode. Die Elektronen müssen von der Kathode durch das Steuergitter hindurch zur Anode. In erster Linie wirkt auf die emittierten Elektronen das Feld zwischen Steuergitter und Kathode ein. Das Steuergitter hat bei normalen Arbeitsbedingungen gegenüber der Kathode eine negative Vorspannung. Man idealisiert die Wirkung des negativen Steuergitters zusammen mit jener der positiven Anodenspannung und der Kontaktpotentialdifferenz zwischen Kathode und Steuergitter meistens derart, daß man in der Fläche des Gitters eine

Steuerspannung annimmt. Diese Gitterfläche soll also im idealen Fall ein positives und auf der ganzen Fläche konstantes Potential gegenüber der Kathode besitzen. Diese Steuerspannung ist gleich der Summe von negativer Steuergittervorspannung, einem Bruchteil der positiven Anodenspannung und der genannten Kontaktpotentialdifferenz. Jener „Bruchteil" der Anodenspannung läßt sich so einsehen, daß das Feld der positiven Anode durch das Steuergitter hindurch noch zu einem Teil auf die Kathode einwirken kann. Man nennt diesen Bruchteil der Anodenspannung meistens den Durchgriff, der z. B. von der Ordnung 1:20 ist. Wenn V die Steuerspannung darstellt, ist im idealen Fall der Anodenstrom I angenähert durch die Gleichung:

$$I = C\,V^{3/2} \tag{2,1}$$

gegeben, in der C eine von V unabhängige Größe ist.

In Wirklichkeit sehen die Verhältnisse etwas anders aus. Man kann bei den heute gebräuchlichen Konstruktionen und Abmessungen meistens nicht von einem konstanten Potential in der Steuergitterfläche ausgehen, sondern man muß das Feld der einzelnen Gitterdrähte berücksichtigen. Hierdurch ist die Feldstärke, welche von der Kathodenoberfläche die emittierten Elektronen fortzieht, auch nicht gleichmäßig über die Kathodenoberfläche verteilt, sondern an jenen Stellen stärker, welche den Zwischenräumen der Gitterdrähte gegenüberliegen. Man nennt diese Erscheinung Inselbildung, weil einzelne „Insel"-Stellen der Kathode mehr Elektronen liefern als andere. Man muß weiterhin im Auge behalten, daß die Elektronen die Emissionskathode mit einer gewissen endlichen Geschwindigkeit (Maxwellsche Geschwindigkeitsverteilung) verlassen. Hierdurch bildet sich in einigem Abstand der Kathodenoberfläche ein Potentialminimum heraus (vgl. § 57). In Abbildung 6 ist ein Beispiel für das Feld zwischen Kathode und Steuergitter gezeichnet worden. Eine Folge der erwähnten Inselbildung ist, daß die Gl. (2,1) im allgemeinen bei technischen Röhren nicht mehr gilt. Übrigens würde diese Gleichung auch im idealen Fall der Steuerspannungspotentialfläche bei **direkt** geheizten Radioröhren nicht mehr gelten infolge des Spannungsabfalls entlang dem Heizdraht.

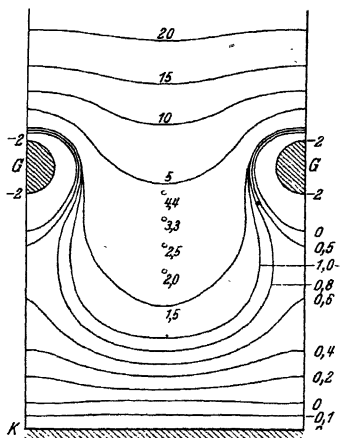



Abb. 6. Äquipotentiallinien zwischen der Kathodenoberfläche K und zwei benachbarten Gitterdrähten G (Spiralgitter). Kathodenpotential 0 V und Gitterpotential —2 V. (Zahlen bedeuten Potentiale in Volt.)

Hier muß noch erwähnt werden, daß das Steuergitter bei genügend negativer Vorspannung keinen Strom führt. Der Gitterstrom fängt in den technisch üblichen Röhren meistens bei Vorspannungen zwischen —1 und —1,5 V an, wobei dieser Anfang meistens einem Strom von 0,3 μA entsprechend angenommen wird. Die Kontaktpotentiale einzelner Röhren können verschieden sein. Bei ganz kleinen Strömen hängt der Gitterstrom exponentiell von der Gittervorspannung ab, was man wieder aus der Maxwellschen Geschwindigkeitsverteilung der emittierten Elektronen erklären kann (Anlaufstrom, vgl. § 57).

Die Kurve, welche den Anodenstrom einer Röhre als Funktion der Steuergitterspannung darstellt, ist eine der Charakteristiken der Röhre. Die Neigung dieser Charakteristik in irgendeinem Punkt nennt man die Steilheit, welche zur betreffenden Steuergitterspannung gehört. In Abb. 7 findet man Charakteristiken einer Triode. Der Arbeitspunkt dieser Charakteristik entspricht der minimalen Steuergittervorspannung, welche der Röhrenerzeuger vorschreibt. Er ist für Hochfrequenzverstärkerröhren so gewählt, daß das Steuergitter noch keinen Gitterstrom erhält, auch wenn der negativen Steuergittervorspannung noch eine z. B. einige Zehntel Volt effektiv betragende Wechselspannung überlagert ist. Die Steilheit der Charakteristik im Arbeitspunkt bezeichnet man oft als Steilheit der Röhre schlechthin.

Abb. 7. Anodenstrom einer Triode (Ordinate) als Funktion der Steuer-itt

Außer der Steilheit gibt es noch zwei wichtige Begriffe: Innenwiderstand R_i und Verstärkungszahl μ. Die Steilheit S ist definiert als Änderung des Anodenstroms bei Änderung der Gitterspannung, während die Anodenspannung konstant ist: $S = \partial I_a / \partial V_1$. Der Innenwiderstand R_i ist die Änderung der Anodenspannung für eine gewünschte Änderung des Anodenstroms bei konstanter Gitterspannung: $\partial V_a / \partial I_a$. Die Verstärkungszahl ist die Änderung der Anodenspannung bei einer gegebenen Änderung der Gitterspannung, damit der Anodenstrom konstant bleibt: $\mu = \partial V_a / \partial V_1$. Es ist offenbar

$$R_i S = \mu . \tag{2,2}$$

Man kann die Röhre anodenseitig auffassen als eine Spannungsquelle μV_1, ohne Innenwiderstand, in Reihe mit dem Innenwiderstand R_i. Diese Auffassung werden wir in § 3 benutzen.

Für normale Radioempfangsröhren beträgt die Steilheit 2—3 m A/V. Für einige Zwecke, z. B. verstärken auf kurzen Wellenlängen, für Leistungs-Verstärkerröhren und auch für Röhren in Fernsehempfängern ist

es notwendig, diese Steilheit bedeutend größer zu machen.
zielung einer großen Steilheit gibt es grundsätzlich zwei
gangbare Wege: Vergrößerung der Kathodenheizleistung
kleinerung des Abstandes zwischen Kathode und Steuergitter. Im ersten Fall entsteht eine technische Schwierigkeit dadurch, daß eine große Heizenergie schwer in dem kleinen Raum zwischen Kathode und Steuergitter dissipiert werden kann, meistens wird das Steuergitter zu heiß. Hierdurch emittieren dann die Gitterdrähte auch Elektronen (Gitteremission), wodurch ein unzulässiger Gitterstrom entsteht. Beim zweiten Weg beruht der Erfolg darauf, daß durch eine kleine Änderung der Gitterspannung die emittierten Elektronen in kleinerem Abstand von der Kathode besser gesteuert werden können. In modernen Röhren sind die kleinsten Abstände zwischen Gitter und Kathode von der Größenordnung 0,1 mm. Die Heizleistung konnte durch Verringerung der Verluste an den Kathodenenden und Verwendung von günstigem Emissionsmaterial auf der Kathode in modernen indirekt geheizten Röhren bis auf etwa 1 W herabgesetzt werden. Bei Spezialröhren für große Steilheiten ist die Heizleistung natürlich bedeutend größer.

Schrifttum: *4, 8, 23, 59, 77, 79, 97, 101, 105, 109, 146, 164, 197, 213, 215, 224, 226, 232, 236, 249, 250, 300, 301*, vgl. auch § 59 und § 62.

§ 3. Tetroden. Wir erläutern jetzt, warum zur Verstärkung hochfrequenter Spannungen Röhren mit zwei Gittern, also vier Elektroden, Tetroden genannt, gebaut werden. Abb. 8 enthält das Grundschema zur Verstärkung hochfrequenter Spannungen mittels einer Elektronenröhre. Alle Nebensächlichkeiten für die Hochfrequenzschaltung, wie Heizspannung und Anodenspannung, sind fortgelassen. Der

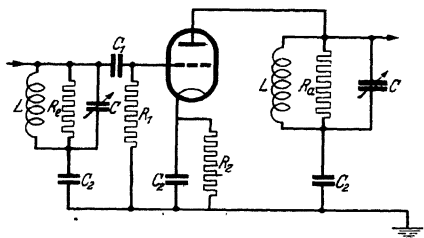



Abb. 8. Grundschema einer Hochfrequenzverstarkerstufe. Selbstinduktion L mit Kapazität C auf die zu verstärkende Frequenz abgestimmt. R_e ist der Widerstand des Eingangskreises in der Resonanzlage, R_a der entsprechende Widerstand des Ausgangskreises. C_1 ist die Kapazität zur Kopplung des Eingangskreises mit dem Steuergitter der Verstärkerröhre, C_2 sind Blockkondensatoren, R_1 ein Ableitwiderstand (z. B. 1 $M\Omega$), R_2 der Widerstand für automatische negative Vorspannung des Steuergitters. Alle Gleichspannungsanschlüsse der Röhre sind der Übersichtlichkeit halber fortgelassen.

der zu Wechselspannung abgestimmt. Das Ziel der An- ist, auf dem Ausgangswechselspannung eine möglichst große Ausgangswechselspannung zu erhalten. Daß auf dem Ausgangskreis eine Wechselspannung der gleichen Frequenz wie auf dem Eingangskreis entsteht, folgt unmittelbar durch Betrachtung der Charakteristik: Anodenstrom als Funktion der Steuergitterspannung (vgl. Abb. 12).

Man könnte zunächst glauben, daß die Ausgangswechselspannung

keinerlei Einfluß auf die Eingangsseite der Röhre hat. Dies ist aber wohl der Fall. Die Anode besitzt eine gewisse Kapazität zum Steuergitter, dieses Steuergitter wiederum eine Kapazität zur Kathode. Bei einer Triode sind diese beiden Kapazitäten von gleicher Größenordnung und betragen beide einige pF. Offenbar wirkt die Elektronenröhre als Spannungsteiler für die Ausgangswechselspannung, die über dem Ausgangskreis, also auch zwischen Anode und Kathode, vorhanden ist. Ein Teil dieser Ausgangswechselspannung gelangt somit durch diesen kapazitiven Spannungsteiler wieder auf den Eingangskreis zurück. Dies nennt man die Rückwirkung der Elektronenröhre. Sie ist bei der Hochfrequenzverstärkung schädlich. Denn die auf den Eingangskreis zurückgelangende Wechselspannung wird infolge der Steilheit der Röhre wieder nach der Anode verstärkt. Unter Umständen können diese Verhältnisse dazu führen, daß die Röhre selbst zum Wechselspannungserzeuger wird, also oszilliert. In diesem Zustand ist sie als Hochfrequenzverstärker unbrauchbar geworden. Es gilt also, die Kapazität zwischen Anode und Steuergitter möglichst herabzusetzen, um die genannte Rückwirkung zu beseitigen. Man denke nun an den FARADAY-Käfig. Ein solcher Käfig um das Steuergitter herum schirmt dieses elektrostatisch vollkommen von der Anode ab. Technisch wird dieser Käfig in Form eines zweiten Gitters gebaut, dessen Enden in der Röhre mit kleinen Blechschirmen verbunden sind, welche das Steuergitter vollständig umschließen. Es ist in dieser Weise möglich, die Kapazität zwischen Anode und Steuergitter bis auf Werte von der Größenordnung 0,001 pF herabzusetzen. Das Schirmgitter ist meistens noch engmaschiger als das Steuergitter gewickelt, während die Drahtdicke oft die gleiche ist wie beim Steuergitter.

Es fragt sich nun, welche Gleichspannung diesem Schirmgitter erteilt werden muß. Hierzu bedenke man, daß die Elektronen von der Kathode unter allen Umständen durch das Steuergitter hindurchgesaugt werden müssen. Dies wird erleichtert, wenn dem Schirmgitter eine positive Spannung gegeben wird, welche kleiner oder auch gleich jener der Anode ist. Offenbar gelangt ein Teil des Elektronenstroms, der das Steuergitter durcheilt hat, auf das Schirmgitter und der Rest gelangt zur Anode. Je dichter man das Schirmgitter wickelt, um so größer ist im allgemeinen das Verhältnis: Schirmgittergleichstrom zu Anodengleichstrom. Ein großes Verhältnis dieser Ströme ist aber für die Wirkung der Röhre unwirtschaftlich, denn nur der zur Anode gelangende Strom wird zur Verstärkung der Eingangswechselspannung benutzt. Andererseits ist ein dicht gewickeltes Schirmgitter nützlich für eine gute Abschirmung. Es handelt sich also darum, einen günstigen Kompromiß zu finden zwischen diesen beiden Forderungen. Man hat versucht, den Schirmgitterstrom dadurch zu verringern, daß dem Schirmgitter genau der gleiche Wicklungsschritt erteilt wurde wie dem Steuergitter bei gleicher Drahtdicke, so daß die Drähte der Gitter genau hintereinander liegen. In dieser Weise schießen

die Elektronen leichter durch das Schirmgitter hindurch und der Schirmgitterstrom wird kleiner im Verhältnis zum Anodenstrom (vgl. § 14 und § 79).

Wir betrachten jetzt die Verstärkung einer kleinen Wechselspannung auf Grund des Schaltbildes in Abb. 8. Die Röhre habe im Arbeitspunkt die Steilheit S. Dann wird sie infolge einer Eingangswechselspannung zu einer Wechselspannungsquelle. Von der Anodenseite gesehen, besitzt die Röhre einen gewissen Widerstand zwischen Anode und Kathode, den wir Innenwiderstand nennen (R_i). Der Anodenkreis besitzt in der Abstimmung einen Widerstand R_a. Diese beiden Widerstände stehen in Reihe, und der Anodenwechselstrom fließt durch diese in Reihe geschalteten Widerstände. Wenn E_i die Amplitude der Eingangswechselspannung darstellt, so beträgt die Amplitude der Anodenwechselspannungsquelle $\mu E_i = S R_i E_i$. Diese Wechselspannung erzeugt durch die in Reihe geschalteten Widerstände einen Wechselstrom $S R_i E_i/(R_i + R_a)$. Dividiert man die hieraus durch Multiplikation mit R_a erhaltene Ausgangswechselspannungsamplitude durch die Eingangswechselspannungsamplitude, so entsteht die Verstärkung $S/(1/R_i + 1/R_a)$. Aus diesem Verstärkungsausdruck erhellt, daß es nützlich ist, die Steilheit möglichst groß zu machen, was schon oben erwähnt wurde. Außerdem aber soll auch der Innenwiderstand möglichst groß im Vergleich zu R_a sein.

Schrifttum: *41, 66, 120, 124, 156, 176, 191, 220, 250, 255*, vgl. auch § 65.

§ 4. **Pentoden.** Durch eine nähere Betrachtung der Tetrode und ihrer Unzulänglichkeit werden wir jetzt zeigen, daß es nützlich ist, zur Pentode (Dreigitterröhre) überzugehen.

Hierzu zeichnen wir bei fester negativer Steuergittervorspannung und fester positiver Spannung des Schirmgitters den Anodengleichstrom und den Schirmgittergleichstrom als Funktion der Anodenspannung (Abb. 9). Da in diesem Fall die Schirmgitterspannung 100 V beträgt, betrachten wir zunächst den Kurvenverlauf für Anodenspannungen größer als 100 V. Der Anodenstrom nimmt hier als Funktion der Anodenspannung ständig zu, der Schirmgitterstrom dagegen ab. Man würde zunächst erwarten, daß von einer gewissen Anodenspannung an die Anodenstromkurve praktisch nicht mehr ansteigt mit steigender Anodenspannung, denn es müssen schließlich alle Elektronen, welche die beiden

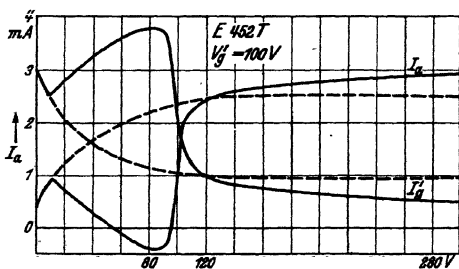



Abb. 9. Anodenstrom (Ordinate) I_a und Schirmgitterstrom I'_g einer Tetrode als Funktion der Anodenspannung V_a bei fester Schirmgitterspannung V_g' und fester Steuergittervorspannung. Die gestrichelten Kurven würden ohne Sekundäremission gelten.

Gitter passieren können, zur Anode gelangen. Dieser erwartete Verlauf ist in den gestrichelten Kurven der Abb. 9 wiedergegeben. Die Ursache des wirklichen Verlaufs und auch des Kurvenverlaufs für Anodenspannungen unterhalb 100 V liegt in der Erscheinung der Sekundäremission.

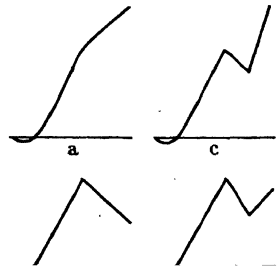
Wenn auf eine Metallfläche Elektronen prallen, wird ihre Energie zu einem Teil in Wärme umgesetzt, welche die Metallfläche erhitzt. Ein anderer Teil wirkt aber dahin, daß die Metallfläche, auch lange bevor sie glüht (und somit normal Elektronen emittieren würde), Elektronen aussendet, welche man Sekundärelektronen nennt. Diese Sekundärelektronen haben beim Verlassen der Metallfläche durchschnittlich eine geringe Geschwindigkeit. Es gibt Oberflächen mit geringer und mit starker Sekundäremission. Oberflächen mit geringer Sekundäremission senden z. B. auf mehrere eintreffende Elektronen nur ein sekundäres Elektron aus. Es gibt aber Oberflächen mit starker Sekundäremission (meistens Metall überzogen mit einer Schicht von Oxyden der Erdalkalien), wobei auf ein eintreffendes Primärelektron fünf bis zehn Sekundärelektronen kommen. Übrigens senden auch Isolatoren Sekundärelektronen aus, und zwar meistens schwach bis mittelstark.

Das Schirmgitter einer Tetrode, wie in Abb. 9, wird durch viele Primärelektronen getroffen (Schirmgitterstrom) und sendet somit auch Sekundärelektronen aus. Diese Sekundärelektronen werden durch den Feldverlauf zwischen Schirmgitter und Anode zur Anode abgesaugt. Je größer die Anodenspannung wird, um so mehr Sekundärelektronen werden zur Anode gesaugt. In dieser Weise erklärt sich der Verlauf der Anodenstrom- und Schirmgitterstromkurve in Abb. 9 oberhalb 100 V Anodenspannung.

Da die Anode ebenfalls einen primären Elektronenstrom erhält, sendet sie, wie das Schirmgitter, Sekundärelektronen aus. Solange die Anodenspannung größer ist als die Schirmgitterspannung, werden diese Sekundärelektronen wieder zur Anode zurückkehren. Sobald aber die Anodenspannung niedriger ist als die Schirmgitterspannung, gelangen die Anodensekundärelektronen auf das Schirmgitter. Da die Anode als geschlossene oder zumindest mehr geschlossene Fläche (als das Schirmgitter) mehr Sekundärelektronen aussendet als das Schirmgitter, werden auch mehr Sekundärelektronen zum Schirmgitter gesaugt, sobald die Anode niedrigere Spannung besitzt als das Schirmgitter. Hieraus erklärt sich der ganze Verlauf der Kurven in Abb. 9.

Wir betrachten nun den am Ende des vorigen Paragraphen erwähnten Innenwiderstand der Röhre. Dieser Innenwiderstand ist definiert als Änderung der Anodenspannung zu einer gegebenen Veränderung des Anodenstroms in einer Kurve, wie die I_a-Kurve in Abb. 9. Dieser Innenwiderstand wird entlang der gestrichelten Kurve einen größeren Wert haben als entlang der gemessenen Kurve. Wir beschränken uns hierbei zunächst auf kleine vorgegebene Änderungen des Anodenstroms und auf

das Gebiet der Anodenspannung oberhalb 100 V in Abb. 9. Hier ist zunächst also die Sekundäremission bereits schädlich für das Erreichen einer großen Verstärkung. Wenn aber gar die Anodenspannung in die Nähe der Schirmgitterspannung kommt, nimmt durch die Sekundäremission, wie aus Abb. 9 zu ersehen, der Innenwiderstand sehr stark ab.

Wir müssen zur Beseitigung dieser Erscheinungen dafür sorgen, daß die vom Schirmgitter ausgesandten Sekundärelektronen auf das Schirmgitter zurückgelangen und die Anodensekundärelektronen zur Anode zurückkommen. Ein einfaches Mittel hierzu ist darin gelegen, daß man zwischen Schirmgitter und Anode ein Potentialminimum schafft, welches ein geringeres Potential besitzt als das Schirmgitter und als die Anode. In diesem Falle ist die Feldstärke in der ganzen Umgebung des Schirmgitters auf dieses Gitter zugerichtet, und in der Umgebung der Anode ist die Feldstärke, wenn das Potentialminimum nur stets niedriger als das Anodenpotential liegt, stets auf die Anode zugerichtet. Diese Verhältnisse sind in Abb. 10 skizziert worden, wo in einem Querschnitt durch eine Röhre von Kathode zu Anode der Potentialverlauf mit einem Potentialminimum der beschriebenen Art angedeutet ist. Man könnte fragen, wie unter diesen Verhältnissen überhaupt noch Elektronen zur Anode gelangen. Es sind dies Elektronen, welche in der Umgebung des Schirmgitters eine solche Geschwindigkeit erreicht haben, daß sie das gegenläufige Feld zwischen Schirmgitter und Potentialminimum überwinden können. Die Sekundärelektronen mit ihrer durchschnittlich geringen Geschwindigkeit können dies nicht. Ein Potentialminimum der beschriebenen Art wird praktisch dadurch erreicht, daß man zwischen Schirmgitter und Anode ein drittes Gitter, Fanggitter genannt, anordnet, welches dasselbe Potential hat wie die Kathode der Röhre. Man kann nun durch Änderung des Wicklungsschrittes und der Drahtdicke dieses Gitters das erwähnte Potentialminimum verschieden hoch machen. Wenn das Potentialminimum sehr tief liegt, wird der Anodenstrom stark verringert, da nur noch wenige Elektronen das gegenläufige Feld zwischen Schirmgitter und Potentialminimum überwinden können. Es ist günstig, das Potentialminimum nicht viel niedriger zu wählen als die Schirmgitterspannung, z. B. 10 oder 20 V niedriger, wenn die Anodenspannung ihren höchsten Wert hat, damit mit Sicherheit alle Sekundärelektronen des Schirmgitters wieder zum Schirmgitter zurückkehren. Dies wird

10. Skizzen des Potentialverlaufs ... einer Tetrode (a und b) und in einer Pentode (rechts) auf einer Linie zwischen Kathode (links) und Anode, welche die Gitterwindungen nicht schneidet. In den Skizzen a und c ist die Anodenspannung höher als die Schirmgitterspannung, bei b und d niedriger. Man beachte den Unterschied in den Potentialgradienten vor der Anode bei den Abbildungen b und d.

erreicht durch ein weitmaschiges Gitter. Um einen Eindruck zu geben, erwähnen wir einige Abmessungen einer praktisch ausgeführten Röhre. Das Steuergitter liegt hierbei in einem Minimumabstand von 0,3 mm um die Kathode herum, besitzt eine Drahtdicke von 60 μ und einen Wicklungsschritt von 0,33 mm. Das zweite Gitter befindet sich in einem Minimumabstand von 1 mm um das erste Gitter herum, hat dieselbe Drahtdicke und einen Wicklungsschritt von 0,25 mm. Das dritte Gitter befindet sich in einem Minimumabstand von mehr als 2,5 mm um das zweite Gitter herum, besitzt eine Drahtdicke von 120 μ und einen Wicklungsschritt von 1,35 mm. Die Anode liegt ungefähr mit einem Abstand von 4 mm um das dritte Gitter herum.

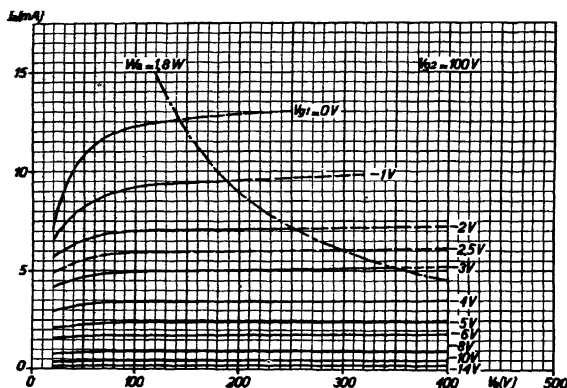



Abb. 11. Anodenstrom (vertikal) als Funktion der Anodenspannung (horizontal) für eine Pentode (Philips EF 9) bei einer festen Schirmgitterspannung V_{g_2} und verschiedenen Spannungen V_{g_1} des Steuergitters. Die gestrichelte Hyperbelkurve gibt den geometrischen Ort der I_a- und V_a-Werte an, für welche die Anodenleistung 1,8 W beträgt.

Wenn bei einer solchen Pentode die analogen Kennlinien, wie in Abb. 9, gemessen werden, erhält man einen Verlauf, der in Abb. 11 dargestellt ist. Die Folgen der Sekundäremission sind fast völlig beseitigt, und hierdurch ist erreicht worden, daß fast für jede gebräuchliche Anodenspannung der Innenwiderstand einen sehr bedeutenden Wert erhält, der bei handelsüblichen Röhren 1 bis mehrere Megohm beträgt.

Bei normalen Pentoden beträgt die Steilheit im Arbeitspunkt heute 2 bis 3 mA/V. Es werden aber für Fernsehzwecke Pentoden benutzt, welche eine bedeutend höhere Steilheit besitzen (z. B. 12 mA/V).

Schrifttum: *28, 42, 56, 68, 111, 119, 133, 136, 137, 147, 191, 220, 221, 249, 250, 262*, vgl. auch § 65.

§ 5. Verzerrung der Verstärkung. Die Ursachen der Verzerrungen der Verstärkung, welche wir jetzt behandeln, sind in den Krümmungen der Röhrenkennlinien gelegen, und zwar sowohl der Anodenstrom—Gitterspannungs-, wie der Anodenstrom—Anodenspannungskurve.

Zunächst betrachten wir die Folgen der Krümmung der ersten Kurve. Im idealen Fall könnte die Charakteristik örtlich durch eine Gerade ersetzt werden. Eine auf die richtige Gittervorspannung superponierte, rein sinusförmige Steuergitterwechselspannung würde in einem solchen geraden Stück der Charakteristik einen rein sinusförmigen Anodenwechselstrom zur Folge haben, auf einem Anodengleichstromanteil superponiert (Abb. 12). Wenn aber die Charakteristik nicht genügend genau durch eine Gerade ersetzt werden kann, im Bereich der sinusförmigen Eingangswechselspannung, so wird die Folge eine Verzerrung des Anodenwechselstroms sein. Dieser Wechselstrom wird erstens eine Sinuskomponente der Eingangsfrequenz besitzen, aber daneben noch Sinuskomponenten der doppelten, dreifachen, vierfachen, ... Eingangsfrequenz. Es handelt sich nun darum, diese Verzerrungen sowohl durch Berechnungen als auch durch Messungen zahlenmäßig festzulegen. Man kann diese Verzerrungen leicht berechnen, indem der Anodenstrom als Funktion der Gitterspannung für einen bestimmt gewählten Arbeitspunkt in einer Potenzreihe entwickelt wird. Diese Berechnungsart liefert in einfacher Weise die unten angegebenen Verzerrungseffekte für Gitterwechselspannungen um den Arbeitspunkt herum.

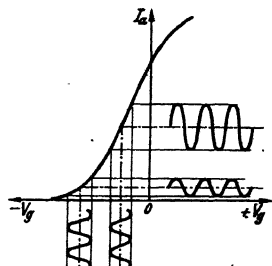



Abb. 12. Verstärkung von Wechselspannungen mit der Triodencharakteristik. Bei größerer negativer Vorspannung des Steuergitters sinkt die Verstärkung.

Für die Rechnung im ganzen Bereich einer Röhrencharakteristik ist es erwünscht, den funktionellen Zusammenhang zwischen Anodenstrom und Steuergitterspannung durch eine Gleichung festzulegen, welche erstens eine leichte Berechnung der Anodenwechselstromkomponenten ermöglicht und zweitens in einfacher Weise auf praktische Fälle anwendbar ist. Solche Eigenschaften hat die Gleichung:

$$(5,1)\qquad i_a = A_1 \exp(a_1 V_g) + A_2 \exp(a_2 V_g) + A_3 \exp(a_3 V_g) + \cdots,$$

wobei i_a in üblicher Weise den Anodenstrom und V_g die Steuergitterspannung bezeichnen. Die Konstanten $A_1, A_2, A_3, \ldots, a_1, a_2, a_3, \ldots$ dienen dazu, die Funktion [Gl. (5, 1)] an Experimentalkurven anzupassen. Es sei erwähnt, daß man mathematisch beweisen kann, daß jede Funktion i_a von V_g beliebig genau in der Form [Gl. (5, 1)] darstellbar ist unter Heranziehung genügend vieler Glieder. Dieser Satz wäre natürlich praktisch für die Anwendbarkeit von Gl. (5,1) belanglos, wenn es nicht gelänge, praktische Kurven, z. B. mit zwei oder drei Gliedern dieser Gleichung, ausreichend genau darzustellen. Daß dies gelingt, zeigt Abb. 13 (vgl. auch § 52).

Wir benutzen jetzt folgende Eigenschaften der Exponentialfunktion:

Es sei $V_g = V_{g0} + E_i \sin \omega t$. Dazu wird mit $i_a = A \exp(a V_g)$:

$$\alpha_1 \sin \omega t + \alpha_3 \sin 3\,\omega t + \alpha_5 \sin 5\,\omega t, \ldots$$
$$+ \beta_2 \cos 2\,\omega t + \beta_4 \cos 4\,\omega t + \beta_6 \cos 6\,\omega t, \ldots$$

Hierbei sind $i_{ao}, \alpha_1, \alpha_3, \ldots, \beta_2, \beta_4, \beta_6$ bekannte und tabellierte Funktionen von V_{g0} und E_i. So ist (vgl. auch § 52):

$$(5{,}3)\quad \left|\begin{array}{l} i_{ao} = A \exp(a V_{g0}) \quad I_0(jaE_i) \\ \alpha_1 = A \exp(a V_{g0}) \frac{2}{j} \quad I_1(jaE_i) \\ \alpha_3 = A \exp(a V_{g0}) \frac{2}{j} \quad I_3(jaE_i) \\ \beta_2 = A \exp(a V_{g0})\ 2 \quad I_2(jaE_i) \quad \text{usw.} \end{array}\right.$$

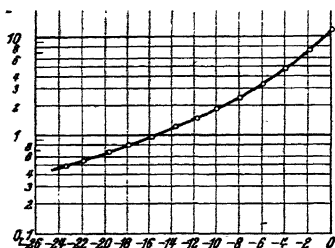



Abb. 13a. Röhre R C A 58. Kurve berechnet aus $i_a = 3{,}30 \exp(0{,}080\, V_g) + 8{,}70 \exp(0{,}318\, V_g)$.

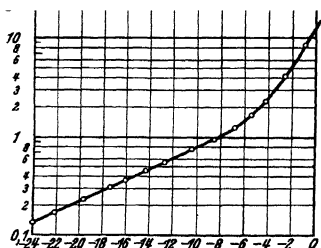



Abb. 13b. Röhre Philips E 447. Kurve: $i_a = 2{,}60 \exp(0{,}122\, V_g) + 11{,}6 \exp(0{,}612\, V_g)$.

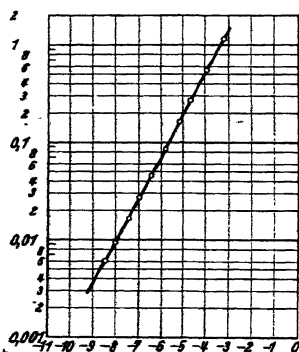



Abb. 13c. Röhre Philips E 452 T. Kurve $i_a = 28{,}7 \exp. (0{,}995\, V_g)$.

Abb. 13. Darstellung gemessener Röhrencharakteristiken durch eine Summe von Exponentialfunktionen. Ordinaten: Anodenstrom i_a in mA. Abszissen: Steuergitterspannung V_g (Volts). Punkte gemessen.

Die Funktionen $I_n(jaE_i)$ bezeichnen Besselsche Funktionen erster Art mit dem Argument jaE_i und $j = +\sqrt{-1}$. Offenbar ist es mit Hilfe der Gl. (5,1), (5,2) und (5,3) und der Tabellen für die erwähnten Besselschen Funktionen sehr einfach, die Anodenwechselstromkomponenten zu berechnen.

Bei einer Hochfrequenzverstärkerstufe nach Abb. 8 ist der Anodenkreis auf die Kreisfrequenz ω abgestimmt. Folglich erzeugt nur die Anodenwechselstromkomponente $\alpha_1 \sin \omega t$ im gerade behandelten Beispiel einer einzigen Exponentialfunktion über diesem Ausgangskreis eine Wechselspannung und nur diese Anodenwechselstromkomponente ist also für die Hochfrequenzverstärkung wichtig. Es fragt sich, wie sie

von der Eingangswechselspannungsamplitude E_i abhängt. Man erhält durch Potenzreihenentwicklung:

$$\frac{2}{j} I_1 (j a E_i) = a E_i + \frac{1}{8} a^3 E_i^3 + \cdots,$$

wobei wir uns für Werte aE_i klein gegen eins auf die ersten beiden Glieder der unendlichen Reihe für die Besselsche Funktion beschränken können. Dieselbe Überlegung kann mit gleichem Ergebnis auf jedes der Exponentialglieder von Gl. (5,1) angewandt werden. Man schließt also, daß die bei Hochfrequenzverstärkung wesentliche Amplitude der Anodenwechselstromkomponente der Eingangsfrequenz eine ungerade Funktion der Eingangswechselspannungsamplitude ist. Nennt man die betreffende Anodenwechselstromamplitude i, so ist:

$$i = SE_i + S_3 E_i^3 + \cdots \tag{5,4}$$

Hier ist S die uns bereits bekannte Steilheit, während S_3 eine Verzerrung dieser Steilheit bedeutet.

Zum Schluß dieses Paragraphen sei kurz auf eine Ursache von Verzerrungen infolge Kennlinienkrümmungen eingegangen, die eine Ergänzung obiger Gleichungen notwendig machen kann: die Anodenstrom—Anodenspannungskurve. Die Neigung dieser Kurve ist gleich dem reziproken Innenwiderstand R_i. Dieser Innenwiderstand ist mit dem Ausgangswiderstand R_a, der den Ausgangskreis ersetzt, scheinbar parallel geschaltet (vgl. Ende von § 3). Der Gesamtwiderstand, der von der sinusförmigen Anodenwechselstromkomponente $i \sin \omega t$ durchlaufen wird, darf seinen Wert im Verlauf einer Periode nicht ändern; sonst ist die Ausgangswechselspannung nicht mehr rein sinusförmig. Im allgemeinen ist diese Forderung nur für kleine Werte der Ausgangswechselspannungsamplitude genau erfüllt. Man denke sich diese Wechselspannungsamplitude parallel zur Abszisse von Abb. 9 und 11 abgetragen. Bei Verwendung von Hochfrequenzpentoden ist aber meistens R_i viel größer als R_a, so daß der Kombinationswiderstand $1/(^1/R_i + {}^1/R_a)$ in Hauptsache von R_a bestimmt wird (z. B. $R_i = 2\ \text{M}\Omega$ und $R_a = 0{,}1\ \text{M}\Omega$). In diesem Falle ist eine geringe Änderung von R_i während einer Periode praktisch unbedeutend und gibt somit nicht zu Änderungen obiger Verzerrungsgleichungen der Anodenwechselspannung Anlaß. Bei zu großen Anodenwechselspannungen, die den geraden Teil der Kennlinie überschreiten, kann aber diese Verzerrungsursache ins Gewicht fallen. Aus Kennlinien, wie Abb. 9 und 11, ist leicht die zulässige Anodenwechselspannungsamplitude zu entnehmen (z. B. im Falle der Abb. 11 etwa 160 V). Es sei nach den Ausführungen in § 38 verwiesen.

Schrifttum *11, 55, 57, 58, 184, 275.*

§ 6. Modulationssteigerung, Modulationsverzerrung und Kreuzmodulation. Auf Grund der Entwicklungen von § 5 sollen hier die obengenannten, bei der Hochfrequenzverstärkung wichtigen Verzerrungs-

effekte behandelt werden. Die Eingangswechselspannung ist fast immer mit einer oder meistens vielen akustischen Frequenzen moduliert. Nehmen wir zunächst eine Modulationsfrequenz, so kann die Eingangswechselspannung dargestellt werden durch $E(1 + M \cos pt) \sin \omega t$. Hierbei ist M die Modulationstiefe (stets kleiner als 1) und p die Kreisfrequenz der Modulation.

Wir gehen von der Gl. (5,4) des § 5 aus, welche die Anodenwechselstromamplitude i in Abhängigkeit der Eingangswechselspannungsamplitude $E_i = E(1 + M \cos pt)$ darstellt:

$$i = SE(1 + M \cos pt) + S_3 E^3 (1 + M \cos pt)^3 + \cdots \tag{6,1}$$

Unter Beschränkung auf die zwei angeschriebenen Glieder rechts entsteht nach einfacher Rechnung:

$$\begin{aligned} i = {} & SE + S_3 \tfrac{3}{2} E^3 M^2 + S_3 E^3 + \\ & + (SEM + 3 S_3 E^3 M + \tfrac{3}{4} S_3 E^3 M^3) \cos pt + \tfrac{3}{2} S_3 E^3 M^2 \cos 2pt \\ & + \tfrac{1}{4} S_3 E^3 M^3 \cos 3pt\,. \end{aligned}$$

Die Modulationstiefe des Anodenwechselstroms mit der Kreisfrequenz p ist (Glieder mit $\cos pt$ dividiert durch zeitunabhängige Glieder):

$$M^1 = \frac{SEM + 3 S_3 E^3 M + \frac{3}{4} S_3 E^3 M^3}{SE + \frac{3}{2} S_3 E^3 M^2 + S_3 E^3},$$

woraus angenähert eine Zunahme der Modulationstiefe im Betrage:

$$\frac{M^1 - M}{M} = \frac{S_3}{S} E^2 \left(2 - \frac{3}{4} M^2\right) \tag{6,2}$$

folgt. Es ergibt sich also als erster Effekt eine Steigerung der Modulationstiefe.

Die obige Gleichung für i enthält auch Glieder mit $\cos 2pt$ und mit $\cos 3pt$, die Verzerrungen der Modulation bedeuten. Man findet eine Modulationstiefe M_2 des Anodenwechselstromes mit der Kreisfrequenz $2p$ von (angenähert, mit Vernachlässigung von $S_3 E^2$ gegen S im Nenner):

$$\frac{M_2}{M} = \frac{S_3}{S} \frac{3}{2} M E^2\,. \tag{6,3}$$

Wenn das ursprünglich eintreffende Signal mit mehr als einer akustischen Frequenz moduliert ist, entstehen infolge der Röhrenverzerrung auch Summen- und Differenzfrequenzen dieser Töne. Bei zwei Kreisfrequenzen p und q mit den anfänglichen Modulationstiefen M_p und M_q erhält man als Modulationstiefe $M_{p \mp q}$ mit der Kreisfrequenz $p \mp q$ angenähert den Ausdruck:

$$\frac{M_{p \mp q}}{M_p M} = \frac{S_3}{S} 3 E^2\,. \tag{6,4}$$

Wir kommen jetzt zur Kreuzmodulation. Diese Erscheinung ist verwandt mit dem Übersprechen bei Telephonübertragung. Wir betrachten zwei Eingangssignale, von denen das eine moduliert ist: $E_K (1 + M_K \cdot$

$\cos pt) \sin \omega_K t$ und $E_i \sin \omega_i t$. Nach Verstärkung besitzt die Anodenstromkomponente der Kreisfrequenz ω_i eine gewisse Modulationstiefe M_0 mit der akustischen Kreisfrequenz p. Zur Berechnung der Stärke dieses Effekts gehen wir zurück nach Gl. (5,2) von § 5 und ersetzen hierin das Eingangssignal $E_i \sin \omega_i t$ durch die angegebene Summe zweier Signale. Wir finden als Amplitude des Anodenwechselstromes mit der Kreisfrequenz ω_i:

$$i = I_0 [j a E_K (1 + M_K \cos pt)] \frac{2}{j} I_1 (j a E_i) A \exp (a V_{g0}) .$$

Bei Entwicklung ergibt sich hieraus näherungsweise:

$$i = [1 + \tfrac{1}{4} a^2 E_K^2 (1 + 2 M_K \cos pt + M_K^2 \cos^2 pt)] a E_i A \exp (a V_{g0}) .$$

Somit ist das Signal der Amplitude E_i nach Durchgang durch die Röhre mit der akustischen Kreisfrequenz p angenähert zu einer Tiefe

$$M_0 = \tfrac{1}{2} a^2 E_K^2 M_K$$

moduliert, oder, unter Verwendung der Beziehung $S_3/S = a^2/8$, welche nach Gl. (5,4) in § 5 im vorliegenden Falle gilt:

$$M_0 = 4 \frac{S_3}{S} E_K^2 M_K . \tag{6,5}$$

Hiermit sind alle Verzerrungseffekte durch den Quotienten S_3/S ausgedrückt worden.

Schrifttum: *1, 11, 25, 38, 39, 55, 58, 88, 116, 168, 275.*

§ 7. Regelung der Verstärkung. In Radioempfangsgeräten muß die Verstärkung heruntergeregelt werden können. Meistens benutzt man zu diesem Zweck bei Hochfrequenzverstärkerröhren die negative Steuergittervorspannung. Aus Charakteristiken, wie in Abb. 12, ist ersichtlich, daß die Steilheit und somit die Verstärkung geringer werden, wenn das Steuergitter mehr negative Vorspannung erhält.

Aus den Gleichungen von §5 und §6 geht hervor, daß die Verzerrungen größer werden, wenn die Eingangswechselspannung größer ist. In vielen Fällen muß die Verstärkung von Hochfrequenzröhren heruntergeregelt werden, eben weil sonst die Eingangswechselspannung späterer Röhren zu groß würde, um im Lautsprecher des Gerätes noch unverzerrte Musik normaler Lautstärke zu ergeben. Aus dieser Bemerkung geht hervor, daß die Charakteristik von Röhren mit regelbarer Verstärkung derart gestaltet werden soll, daß die zulässige Eingangssignalstärke für eine bestimmte vorgegebene Größe der Verzerrung größer wird, wenn das Steuergitter mehr negative Vorspannung erhält.

In Abb. 13 sind Charakteristiken von sog. Regelverstärkungsröhren wiedergegeben worden. Diese Charakteristiken sind stark von der idealen 3/2-Potenz abweichend gestaltet. Sie zeigen eine starke Inselbildung. Man erreicht diese Inselbildung bei Röhren dieser Art meistens mit einer der folgenden zwei Methoden: 1. dadurch, daß man aus dem fertig ge-

wickelten Steuergitter eine oder mehrere Windungen wieder entfernt; 2. indem der Wicklungsschritt von den Enden des Steuergitters nach der Mitte zu größer wird. Die zweite Methode wird augenblicklich bevorzugt, weil es hierdurch gelingt, der Charakteristik einen glatteren Verlauf zu erteilen. Die Veränderung des Wicklungsschritts entlang dem Steuergitter zur Erreichung eines bestimmten Charakteristikenverlaufs wird meistens auf empirischem Wege festgestellt. Die erhaltenen Charakteristiken sind, im logarithmischen Maßstab gezeichnet, streckenweise fast gerade. Man nennt darum diese Regelröhren auch

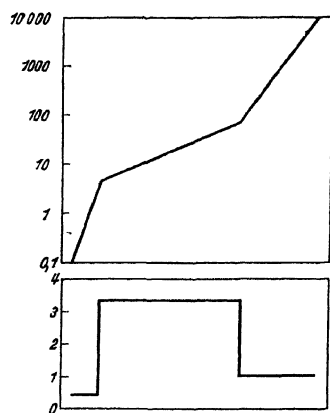



Abb. 14. Oberer Teil. Ordinate: Anodenstrom (Mikroampere) in logarithmischem Maßstab. Abszisse für oberen und unteren Teil: Steuergittervorspannung in linearem Maßstab. Die Kurve im oberen Teil ist stark idealisiert, aber gibt doch den allgemeinen Verlauf der Charakteristik bei Regelröhren wieder. Unterer Teil. Ordinate: Zulässige Steuergitter-Wechselspannung (in linearem Maßstab) für eine festgelegte Verzerrung (z. B. Prozentsatz Kreuzmodulation). Diese Wechselspannung ist umgekehrt proportional der örtlichen Neigung der Kurve im oberen Teil.

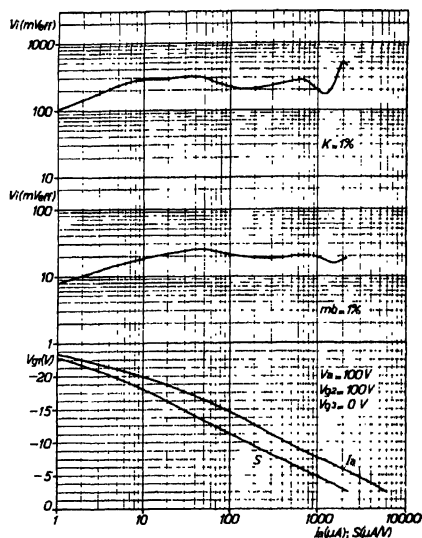



Abb. 15. Vertikal (obere Kurve): Effektive Eingangswechselspannung eines störenden Signals, die Anlaß gibt zu 1% Kreuzmodulation (K), (mittlere Kurve): effektive Eingangswechselspannung eines störenden Signals, die Anlaß gibt zu 1% Störungsmodulation (mb, vgl. Gl. 10,1). Untere Kurve: Negative Steuergitterspannung. Horizontal für alle Kurven: Anodenstrom in Mikroamp. und Steilheit in Mikroamp./Volt, geregelt durch negative Steuergitterspannung bei 100 V Anodenspannung (V_a), 100 V Schirmgitterspannung (V_{g_2}) und 0 V Fanggitterspannung (V_{g_3}). Röhre Philips E F 9.

wohl Exponentialröhren. Die Verzerrungseffekte, welche in den beiden vorigen Paragraphen dargestellt wurden, sind alle proportional zu S_3/S. Wenn die Charakteristik streckenweise durch den Ausdruck $I_a = A \exp(a V_g)$ dargestellt wird, ist diese Größe proportional zu $a^2/8$. Hieraus geht hervor, daß die Verzerrung um so stärker ist, je größer die örtliche Neigung der Charakteristik, wenn diese im logarithmischen Maßstab gezeichnet ist. In Abb. 14 (oberer Teil) ist der Grundverlauf aller Charakteristiken von Regelröhren schematisch dargestellt, und zwar wieder im logarithmischen Maßstab. Man geht nun in der Praxis oft so vor, daß die zulässige Eingangswechsel-

spannungsamplitude angegeben wird für eine bestimmte vorgegebene Verzerrung, z. B. für einen vorgegebenen Prozentsatz Kreuzmodulation. Im Falle der Kreuzmodulation bezieht sich der angegebene Amplitudenwert natürlich auf das störende Signal. In Abb. 14 (unterer Teil) ist der Grundverlauf dieser zulässigen Eingangswechselspannung dargestellt worden. Abb. 15 bringt eine gemessene Kurve für die Röhre EF 9. Auf die Messungen der Verzerrung gehen wir im nächsten Paragraphen ein.

Es ist klar, daß die positive Spannung des zweiten Gitters die Verzerrungen einer Pentode beeinflußt, weil diese Spannung unmittelbar mitbestimmend ist für den Verlauf der Charakteristik. Im allgemeinen ist es so, daß unter sonst gleichen Bedingungen die Verzerrung geringer wird, wenn man die positive Spannung des Schirmgitters erhöht. Diese Tatsache wird in Radiogeräten folgendermaßen benutzt. Die positive Spannung des Schirmgitters wird über einen größeren Reihenwiderstand zugeführt (z.B. 90000 Ω). Bei mehr negativer Steuergittervorspannung sinkt der Schirmgittergleichstrom. Somit sinkt der Spannungsabfall über dem Reinenwiderstand, und die positive Spannung des Schirmgitters erhöht sich. Man kann hierdurch erreichen, daß die Verzerrungseffekte im Regelbereich der Röhre günstig beeinflußt werden. Ein Beispiel findet sich in Abb. 16.

Abb. 16. Analoge Kurven zu denjenigen in Abb. 15. Nur ist jetzt die Anodenspannung 250 V und wird das Schirm-

Bei modernen Hochfrequenzpentoden ist das Fanggitter meistens gesondert als eine Elektrode ausgeführt. Die Gründe hierfür werden wir noch erörtern (vgl. § 9). Hierdurch ist es möglich, auch dem dritten Gitter gegenüber der Kathode eine positive oder negative Vorspannung zu erteilen. Insbesondere kann man durch negative Vorspannung auf dem dritten Gitter die Steilheit der Pentode herabdrücken und so eine Regelung der Verstärkung erzielen. Bei den üblichen weitmaschigen Konstruktionen des Fanggitters braucht man eine starke negative Vorspannung auf diesem Gitter, um eine mäßige Herabsetzung der Steilheit zu erreichen. Ein Beispiel findet man in Abb. 17. Diese Regelung

mittels Vorspannung auf dem dritten Gitter leitet hinüber zu den Regelhexoden, welche wir weiter unten behandeln.

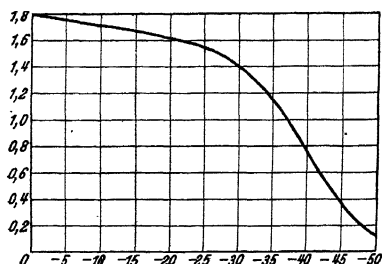



Abb. 17. Ordinate Steilheit (mA/V) bei einer Steuergittervorspannung von — 3 V und normaler Schirmgitter- und Anodenspannung. Abszisse Vorspannung des Fanggitters gegenüber der Kathode. Pentode, wie E F 9.

Schrifttum: *55, 60, 62, 72, 91, 130, 253*, sowie § 60.

§ 8. Messungen der Verzerrungseffekte. Bei der Messung der in § 5 und § 6 behandelten Verzerrungseffekte ist es wegen ihres engen Zusammenhanges im Prinzip gleich, welchen dieser Effekte man mißt. Aus den Meßergebnissen können die übrigen Daten sehr leicht an Hand der aufgestellten Gleichungen berechnet werden.

Man kann z. B. die Kreuzmodulation direkt messen. Hierzu werden, der Theorie von § 6 entsprechend, zwei Eingangssignale verschiedener Frequenz, ein moduliertes und ein nicht moduliertes, an das Steuergitter der zu messenden Röhre gelegt. Es wird dann die Modulationstiefe des ursprünglich nicht modulierten Signals nach Durchgang durch die Röhre gemessen. Sorgfältige Abschirmung und Filterung ist notwendig, um zu erreichen, daß nach Durchgang durch die Röhre auch wirklich die Modulationstiefe des gewünschten Signals gemessen wird. Da die Messung auch bei stark negativem Steuergitter ausgeführt werden muß, ist es notwendig, hinter der zu messenden Röhre einen mehrstufigen Verstärker zu benutzen. Siebkreise, welche das störende Signal nach der zu messenden Röhre ausschalten sollen, und richtige Bemessung der Verstärkerstufen müssen verhüten, daß Kreuzmodulation noch nach der zu messenden Röhre stattfinden kann. Die Vorrichtung ist recht kompliziert und erfordert sorgfältige Überwachung.

Ein meßtechnisch einfacherer Weg gründet sich auf die Theorie der §§ 5 und 6. Hierzu gehen wir von den Gl. (5,2) und (5,3) des § 5 aus. Die dritte Harmonische des Eingangssignals ist proportional zu

$$\frac{2}{j} I_3 (j a E_i) = -\frac{1}{24} a^3 E_i^3 + \cdots$$

wobei die vernachlässigten Glieder der Reihenentwicklung proportional zu $a^5 E_i^5$ sind, also bei kleinen Werten von $a E_i$ gegen eins keine Rolle spielen. Das Verhältnis der Amplitude der dritten Harmonischen der Eingangswechselspannung zur Amplitude der Grundfrequenz ist somit in erster Näherung:

$$\text{(8,1)} \qquad \frac{\alpha_3}{\alpha_1} = -\frac{1}{24} a^2 E_i^2 .$$

Ein Vergleich dieser Gleichung mit (5,4) lehrt, daß es möglich ist,

das Verhältnis S_3/S aus α_3/α_1 zu bestimmen. Man erhält:

$$\frac{S_3}{S} = \frac{1}{8}\,a^2 = -3\,\frac{\alpha_3}{\alpha_1}\,\frac{1}{E_i^2}\,. \tag{8,2}$$

Man kann somit bei bekannter Eingangssignalamplitude E_i das Verhältnis α_3/α_1 messen und berechnet dann nach der einfachen Gl. (8,2) das Verhältnis S_3/S, woraus alle Verzerrungseffekte bei Hochfrequenzröhren in erster Näherung erhalten werden können. Für 1% Kreuzmodulation wird $\alpha_3/\alpha_1 = {}^1/_{12}\%$. Die Messung selber braucht nicht mit Hochfrequenz stattzufinden. Es wird z. B. ein niederfrequentes Signal, das keine Harmonische, insbesondere nicht die dritte, enthält (Siebkreise), an den Röhreneingang gelegt. Der Röhrenausgang ist mit einem Siebkreis verbunden, der die Grundfrequenz ganz unterdrückt. Hinter diesem Siebkreis wird die dritte Harmonische gemessen. Direkt am Röhrenausgang kann die Grundfrequenzamplitude gemessen werden. Da kein moduliertes Signal mit bekannter Modulationstiefe und kein zweites Signal, wie nach der vorigen Meßmethode, nötig sind, sondern nur ein einziges unmoduliertes Eingangssignal, ist die letzte Methode einfacher (vgl. § 48).

Man kann bei der Verzerrungsmessung auch direkt von der Gl. (5,4) ausgehen. Hierzu muß ein Eingangssignal ohne Harmonische am Röhreneingang angelegt werden. Der Röhrenausgang muß an ein Sieb, das nur die Grundfrequenz durchläßt, angeschlossen sein. Man mißt sodann die Röhrenverstärkung (Steilheit) als Funktion der Eingangsamplitude und damit nach Gl. (5,4) unmittelbar S_3/S. Auch bei den beiden letzten Methoden ist ein mehrstufiger verzerrungsfreier Verstärker hinter der zu messenden Röhre notwendig, damit die Messungen auch bei stark negativem Steuergitter (Regelröhren) noch ausgeführt werden können.

Eine andere, meßtechnisch äußerst einfache, aber etwas zeitraubende Methode, welche nur Gleichstrom- und Spannungsmessungen erfordert, ist folgende. Es soll die Verzerrung bei der negativen Steuergittervorspannung $-V_{g0}$ gemessen werden. Man mißt die Anodenströme, zu $-V_{g0} + \Delta V_g$ und $-V_{g0} - \Delta V_g$, wobei ΔV_g z. B. 0,2 Volt ist, gehörend. Die Differenz dieser Anodenströme, durch $2\,\Delta V_g$ dividiert, setzt man der Steilheit gleich, und zwar für eine Eingangsamplitude von 0,2 Volt. Dieses Verfahren wiederholt man mit immer größeren ΔV_g-Werten und trägt die erhaltenen Steilheiten in einer Kurve als Funktion von ΔV_g, der Eingangsamplitude, auf. Der Schnittpunkt der Steilheitskurve mit der $\Delta V_g = 0$-Achse ergibt die Ausgangssteilheit. Es läßt sich nun bestimmen, für welchen Wert von ΔV_g die Steilheit, z. B. um 10%, von der Ausgangssteilheit abweicht (Abb. 18). Hier setzt man dann $S_3 E_i^2/S = 0{,}1$ und $E_i = \Delta V_g$, woraus unmittelbar S_3/S folgt. Die übrigen Verzerrungseffekte werden wieder nach den Gleichungen der

§§ 5 und 6 berechnet. Das Verfahren ist für einzelne Kontrollmessungen sehr geeignet und wegen der Einfachheit leicht fehlerfrei zu halten.

Schrifttum: *1, 11, 102, 116, 168, 276.*

§ 9. Bau moderner Hochfrequenzpentoden. Wie bereits mehrfach erwähnt, ist es für die Verstärkung mit Hochfrequenzpentoden wesentlich, daß die Kapazität zwischen Anode und Steuergitter möglichst klein ist, z. B. von der Ordnung einiger Tausendstel pF. Dies ist zu erreichen, indem man die Anode und das Steuergitter an verschiedenen Seiten der Röhre ausführt. Es gibt hierbei zwei Typen, erstens: Steuergitter mit den übrigen Elektroden, außer Anode, am Röhrensockel und die Anode am Scheitel des Glaskolbens; zweitens: die Anode mit den übrigen Elektroden, außer Steuergitter, am Röhrensockel und das Steuergitter am Scheitel des

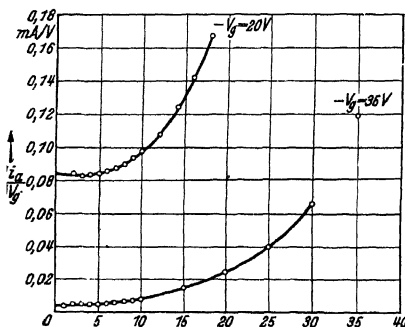



Abb. 18. Ordinate: Steilheit in mA/V. Abszisse Scheitelwerte der Gitterwechselspannung. Kurven bei verschiedener Gittervorspannung aufgenommen. Röhre: Regelpentode, wie E F 9.

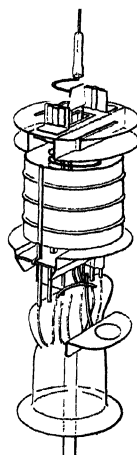



Abb. 19. Innenaufbau einer Hochfrequenzpentode mit Quetschfuß.

Abb. 20. Außenansicht der Pentode von Abb. 19.

Glaskolbens. Letztere Ausführung entspricht der in den Vereinigten Staaten und auf dem europäischen Kontinent bis vor kurzem allgemein gebräuchlichen Praxis; die erste Ausführung findet man häufig bei älteren englischen Hochfrequenzpentoden. Abb. 19 zeigt den Innenaufbau einer modernen Hochfrequenzpentode mit Quetschfuß. Hierbei ist das Steuergitter nach oben geführt. Das Schirmgitter greift bis über die Enden des Steuergitters hinweg und ist noch mit Metallschirmen verbunden, wie in der Abbildung deutlich zu sehen, welche auch die Steuergitterzuführungsleitung noch von der Anode abschirmen. Diese Maßnahmen genügen aber nicht, um auch eine völlige Abschirmung der außerhalb der Röhre gelegenen Gitteranschlußleitung von der Anode zu gewährleisten. Zu diesem Zweck ist der Glaskolben außenseitig mit einer Metallisierung bedeckt. Abb. 20 zeigt eine fertige Röhre. Die Metallisierung ist zu einer gesonderten Anschlußelektrode am Röhrensockel geführt. Diese Elektrode wird im

Apparat mit dem Metallchassis verbunden. Die Gitterzuführungsleitung außerhalb der Röhre besteht aus einem Kabelstück, dessen metallischer Außenbelag ebenfalls mit dem Chassis verbunden ist. Dieses Kabel läuft

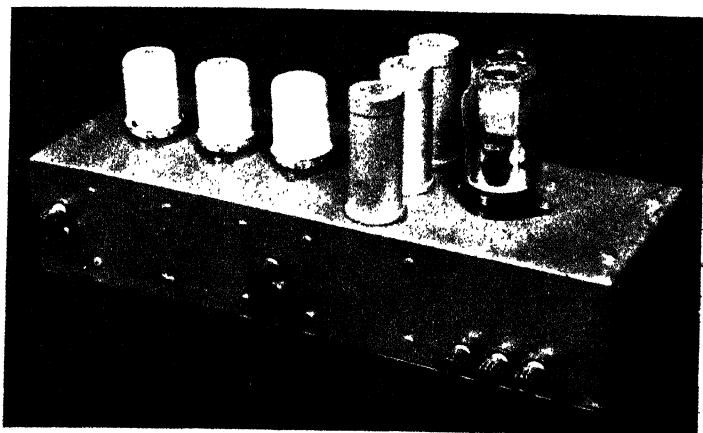



Abb. 21a. Gehäuse mit modernen Glasröhren, wobei sämtliche Elektrodenanschlüsse am Boden angeordnet sind.

bis zur Abschirmungshülle der Hochfrequenzabstimmspule des Gittereingangskreises. Erst durch diese ausgedehnten Abschirmungsmaßnah-

Abb. 21b Gehäuse von Abb. 21a von unten gesehen.

men ist es möglich, die geringe Gitteranodenkapazität von nur etwa 0,002 pF im Gerät voll auszunutzen. Abb. 21 zeigt einige moderne Chassiskonstruktionen.

In Abb. 22 sieht man einen Röhrensockel nebst Hülse, einen sog. P-Sockel und in Abb. 23 die Anschlüsse einer Ganzglasröhre. Die Kontakte sind beim P-Sockel mit folgenden Elektroden verbunden:

Anode, Schirmgitter, Fanggitter, Kathode, Glühdrahtenden, Metallisierung. Bei der Ganzglasröhre ist das Steuergitter zwischen der Kathode einem Glühdrahtende ausgeführt.

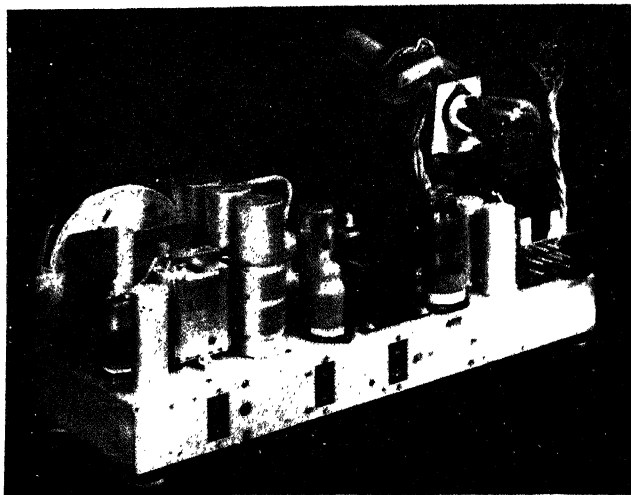



Abb. 21c. Gehäuse eines modernen Allwellen-Empfangsgerätes mit Glasröhren, wobei das Steuergitter an der Spitze des Kolbens angeordnet ist (Philips).

In älteren Hochfrequenzpentoden wurde das Fanggitter nicht gesondert ausgeführt, sondern innerhalb der Röhre mit der Kathode verbunden. Sämtliche Wechselspannungen, welche zwischen Kathode und

Abb. 22. Moderner Röhrensockel (P-Sockel) (rechts) und Röhrenhalter im Chassis (Mitte), sowie Sockel ohne Röhre (links).

Chassis (Metallisierung) gelangen, stehen hierdurch auch zwischen Fanggitter und Chassis. Andererseits stehen diese Wechselspannungen auch zwischen Kathode und Steuergitter. Auf diese Weise tritt eine unerwünschte Koppelung zwischen Steuergitter und Fanggitter auf. Durch die Anodennähe des letzteren Gitters vergrößert sich hierdurch die

Gitteranodenkapazität. Bei der modernen Ausführung der Hochfrequenzpentode kann dagegen das Fanggitter sofort mit dem Chassis verbunden werden.

Bei den amerikanischen Glasröhren ist oft keine Metallisierung vorgesehen, sondern es wird eine gesonderte metallische Blechhülle um die Röhre herum angeordnet, welche denselben Zweck erfüllt. Für den Apparatebauer ist die europäische Konstruktion etwas einfacher. Neuerdings baut man an Stelle der Metallisierung eine innere zylindrische Abschirmung innerhalb des Glaskolbens.

Bei den Ganzglasröhren (vgl. Abb. 1), sowie bei den neueren Stahlröhren (Abb. 5) sind sämtliche Elektroden am unteren Ende der Röhre ausgeführt. Innerhalb der Röhrenkonstruktion sind hierbei besondere

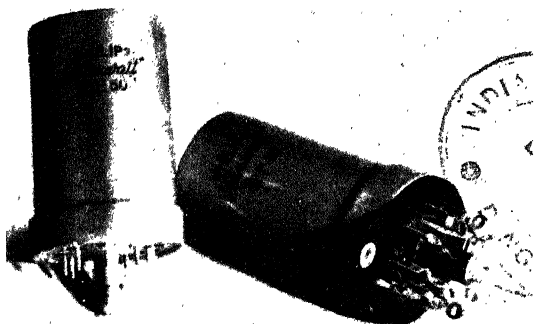



Abb. 23. Moderne Glasröhre mit sämtlichen Elektrodenausführungen am Boden und mit dem zugehörigen Röhrenhalter im Gehäuse (rechts).

Abschirmbleche angeordnet, die eine äußerst geringe Kapazität (wie oben) zwischen Steuergitter und Anode gewährleisten. Diese Abschirmung wird außerhalb der Röhre im Gerätegehäuse fortgesetzt (vgl. Abb. 21b).

Schrifttum: *37, 71, 165*, vgl. § 1.

§ 10. Störungen der Verstärkung. Die negative Steuergittervorspannung wird bei Verwendung eines Netzanschlusses im Rundfunkgerät, wie alle übrigen Röhrengleichspannungen, vom Gleichrichter geliefert. Sie zeigt, je nach dem Bau und der Anordnung der benötigten Siebkreise, eine gewisse, mehr oder weniger starke Welligkeit (Wechselspannungskomponente). Diese ungewünschte Wechselspannung (50 Perioden und Vielfache hiervon) kann infolge der gekrümmten Charakteristik in das hochfrequente Eingangssignal hineinmoduliert werden und erzeugt dann im Lautsprecher ein „Brummen". Die Stärke dieser Störungsmodulation kann unter Zugrundelegung einer Exponentialcharakteristik $i_a = A \exp(aV_g)$ leicht berechnet werden. Es ist $V_g = V_{g0} + E_i \cdot$

$\sin \omega_i t + E_p \sin pt$, und wir erhalten für die Anodenstromamplitude i mit der Kreisfrequenz ω_i den Ausdruck:

$$i = A \exp(aV_{g0}) \frac{2}{j} I_1(jaE_i)\left[I_0(jaE_p) + \frac{2}{j} I_1(jaE_p) \sin pt + \cdots\right].$$

In den geschweiften Klammern sind Obertöne von $\sin pt$ weggelassen worden. Offenbar ist die Störungsmodulationstiefe mit der Kreisfrequenz p gleich:

$$M_b = \frac{2}{j} I_1(jaE_p)/I_0(jaE_p) \approx aE_p, \tag{10,1}$$

wobei der Näherungsausdruck für kleine Werte von aE_p gegen eins gilt. Auch dieser Effekt wächst mit zunehmender Neigung der Charakteristik, im logarithmischen Maß gezeichnet, ist aber zur Neigung a selber und nicht, wie alle übrigen bisher behandelten Störungseffekte, mit a^2 proportional. Mit $a = 0{,}5$ und $E_p = 0{,}05$ Volt würde M_b 2,5% sein, also noch beträchtlich. Abb. 15 und 16 zeigen für die Regelröhre EF9 einige gemessene Kurven der Störungsmodulation.

Eine weitere Ursache von Störungen liegt in einer Leitfähigkeit zwischen Heizdraht und Kathode, welche von Elektronenemission oder von nicht genügender Isolation herrühren kann. In einigen Schaltungen tritt zwischen Heizdraht und Kathode eine Wechselspannung der Eingangssignalfrequenz auf. Die genannte Leitfähigkeit ändert sich manchmal spontan sprunghaft, oder auch infolge des Heizdrahtspeisewechselstroms. Diese Leitfähigkeitsänderungen können wieder in das Eingangssignal hineinmoduliert werden (Brummen, Krachen usw.).

Durch ungenügende Abschirmung zwischen dem Krafttransformator im Gerät und den Röhren können wechselnde magnetische Felder bei Glasröhren in das Röhreninnere gelangen und dort die Elektronenbahnen beeinflussen. Eine Folge hiervon ist Modulation und Brummen im Lautsprecher.

Eine früher wichtige, aber bei den modernen Röhren fast durchweg überwundene Störung ist das Klingen. Einige Aufbauteile, insbesondere die Röhrensteuergitter, besitzen Eigenfrequenzen im akustischen Gebiet, welche durch geringe äußere Ursachen angestoßen werden. Ist ihre Dämpfung gering, so genügt eine kleine Anfachung bereits dazu, die betreffenden Schwingungen bedeutend anwachsen zu lassen und dauernd mit starker Amplitude zu erhalten. Durch ein solches Schwingen des Steuergitters wird der Elektronenstrom moduliert. Die akustische Schwingung wird im Gerät verstärkt zum Lautsprecher geführt und dieser facht durch die Luft oder durch Schalleitung im Chassis die Röhre wieder zum Klingen an. Man kann die Stärke der erwähnten Modulation wie folgt messen. Ein unmoduliertes Eingangssignal wird zum Röhreneingang geführt. Der Lautsprecher des Rundfunkempfängers, in dem die Röhre sich befindet, wird in der Nähe der Röhre so lange hin und her bewegt, bis eine Lage gefunden ist, bei der mög-

lichst starkes Klingen auftritt und man mißt in dieser Lage die Wechselspannung am Lautsprecher. Das Gerät darf noch keine Überlastung (erkenntlich durch Verzerrung des Lautsprechertones) zeigen, was durch entsprechende Einstellung der Lautstärkeregelung zu erreichen ist. Die automatische Lautstärkeregelung ist außer Betrieb gesetzt. Sodann wird der Lautsprecher von der Röhre entfernt und am besten in eine Schallkammer (Kiste) gebracht, so daß er in der Umgebung der Röhre möglichst unhörbar ist. Das Eingangssignal wird moduliert bis zu einem Wert, der bei unveränderter Einstellung der Lautstärkeregelung des Geräts dieselbe Wechselspannung am Lautsprecher ergibt und möglichst dieselbe Tonhöhe. Die so erhaltene Modulationstiefe ist erfahrungsgemäß, wie zu erwarten, von der Eingangssignalamplitude unabhängig. Werte unter z. B. 5 % gewährleisten in modernen Rundfunkgeräten eine völlige Beseitigung der Klinggefahr. Diese Werte werden auch an modernen Röhren gemessen, während bei älteren Röhren Werte bis 40 oder 50 % vorkamen.

Eine weitere Quelle von Störungen im Betrieb von Verstärkerröhren fassen wir zusammen unter dem Stichwort „Schalteffekt". Im Innenaufbau der Rundfunkröhre gibt es viele Isolationsteile, z. B. Glimmerplättchen oder die Innenglaswand, welche Isolationswiderstände von mehr als 100 MΩ aufweisen. Wenn auf solche Stellen Elektronen treffen, können die evtl. entstehenden Ladungen nur schwer wieder abfließen. Es kann eine Aufladung solcher Stellen zu hohen Potentialwerten stattfinden. Hierdurch entstehen elektrische Felder, welche eine Steuerwirkung auf den Hauptelektronenstrom ausüben können. Man muß die Möglichkeit betrachten, daß die genannten Isolationsstellen sekundäre Elektronen emittieren können. Wird für jedes eintreffende Primärelektron mehr als ein Sekundärelektron ausgesandt, so tritt eine positive Aufladung der betreffenden Stellen auf, welche sehr stark werden kann und die unangenehm auf den Hauptelektronenstrom einwirkt. Es zeigte sich vor einigen Jahren, daß Rundfunkgeräte nach dem Einschalten infolge solcher Effekte manchmal stumm blieben. Daher der Name „Schalteffekt". Eine weniger auffallende Form dieser Störungen zeigt sich als Verzerrungen des Lautsprechertones infolge von Schalteffekt in der Endröhre.

Als Mittel sind angewandt: Völlige Einkapselung des Hauptelektronenstromes zur Vermeidung von „Streuelektronen". Verwendung von Vollblechanoden an Stelle von Gazeanoden. Berußen der Isolationsflächen zur Verkleinerung ihrer Sekundäremission. Vergrößern ihrer Leitfähigkeit durch Bestreichen mit geeigneten halbleitenden Substanzen. Im allgemeinen kann heute gesagt werden, daß Schalteffekte beseitigt sind.

Gemessen wird der Schalteffekt einer Hochfrequenzpentode, z. B. durch Verfolgen des Anodeninnenwiderstandes als Funktion der Anodenspannung (Abb. 24). Auch oszillographische Verfolgung des Anoden-

wechselstromes bei einer aufgeprägten Gitterwechselspannung zeigt bei Schalteffekten charakteristische zackige Verzerrungen.

Wir kommen jetzt zum „Rauschen" der Verstärkerröhren. Der von der Kathode zur Anode fließende Elektronenstrom ist nicht vollkommen gleichmäßig, sondern zeigt gewisse Zufallsschwankungen. Die Elektronen prasseln also unregelmäßig auf die Anode und verursachen dadurch Schwankungen des Anodenstromes, die im Empfangsgerät weiter verstärkt werden und schließlich im Lautsprecher das allen Hörern bekannte Rauschen erzeugen. Das Rauschen im Anodenstrom weist eine gleichmäßige Verteilung der auf alle Frequenzen auf. den Anodenschwingungskreis einer Hochfrequenzverstärkerstufe wird aus dem Energiespektrum ein Teil ausgesiebt, dessen Breite von den Kreiseigenschaften abhängt. Wenn die Resonanzkurve des Kreises rechteckig ist mit der Frequenzbreite B, so wird die ausgesiebte Energie des Rauschens mit B proportional. Man kann die Energie des Rauschens umrechnen auf eine Wechselspannung, deren Frequenzspektrum gleichmäßig über die Breite B verteilt ist und die am Röhreneingang angelegt ist. Diese Wechselspannung ist bei Pentoden näherungsweise durch den Ausdruck:

Abb. 24. Anodenwiderstand (Innenwiderstand) (Ordinate) in Megohm als Funktion der Anodenspannung (Abszisse in Volts), bei konstanten übrigen Spannungen für eine Pentode, in zwei Richtungen gemessen (Pfeile). Zur Erläuterung des Schalteffektes.

(10,2) E = [illegible] S \10000

gegeben, wobei i_a (der Anodenstrom) in mA, S (die Steilheit) in mA/V, B in Hertz und E in Mikrovolt (eff.) ausgedrückt sind. Der Faktor f enthält die fehlenden Dimensionsgrößen und kann zwischen 0,6 und etwa 1,3 liegen, abhängig vom Bau der Röhre.

Bei Exponentialröhren wird E größer, wenn S heruntergeregelt wird, weil dann S schneller abnimmt als $(i_a)^{1/2}$. Als Beispiel sei $B = 6000$, $i_a = 9$, $S = 2$ und $f = 1$. Dann wird E gleich 1,16 μV.

Zum Vergleich sei erwähnt, daß ein Kreis der am Röhreneingang angeschlossen ist, bei einer Frequenzbreite B (rechteckig gedacht, wie oben), einem reellen Teil R der Impedanz in diesem Frequenzgebiet, einer Temperatur von T (Grad Kelvin) eine Wechselspannung des Rauschens (infolge Elektronenwärmebewegung)

$$E_r = 2\,(k\,T\,R\,B)^{1/2}\ \text{(Volt)} \tag{10,3}$$

ergibt, wobei k die Boltzmannsche Konstante ($1{,}37 \cdot 10^{-23}$ Watt sec/Grad Kelvin) ist. Für R gleich $10^5\,\Omega$, $T = 300$ und $B = 6000$ findet man

$E_r = 3{,}14\,\mu$V. Die Spannungen E und E_r nach den Gl. (10,2) und (10,3) addieren sich nach der Gleichung $(E^2 + E_r^2)^{1/2}$.

Die Eingangsspannung des Rauschens kann nun mit der Signalträgerwellenspannung verglichen werden. Letztere sei E_i (eff.) und weise die Modulationstiefe M auf. Die Rauschspannung E kann ebenfalls als Modulation der Signalträgerwelle aufgefaßt werden. Im Lautsprecher eines Empfangsgeräts, das die betrachtete Hochfrequenz-Verstärkerröhre enthält, wird das Verhältnis der Schalldruckamplitude infolge des Rauschens zur Schalldruckamplitude infolge des Eingangssignals E_i gleich E/ME_i. Dieser Ausdruck gibt also die relative Stärke der hörbaren Störung durch das Rauschen.

Es treten in Röhren der behandelten Art noch mehrere geringere Störungseffekte auf, welche wir aber hier aus Raumgründen nicht ausführlich behandeln können.

Schrifttum: *12, 13, 18, 19, 20, 44, 48, 49, 103, 110, 116, 121, 130, 131, 132, 150, 158, 161, 178, 180, 196, 201, 202, 204, 217, 228, 239, 294, 299*, vgl. auch § 36 und 47.

§ 11. Die charakteristischen Admittanzen der Hochfrequenzpentode. Wenn man bei einer Hochfrequenzpentode nur die Wechselspannungsanschlüsse betrachtet, gibt es zwei Eingangselektroden (Steuergitter und Kathode) und zwei Ausgangselektroden (Anode und Kathode). Man kann also die Röhre in dieser Beziehung als Gerät mit vier Polen, kurz als Vierpol betrachten (Abb. 25). Wir denken uns an den zwei Eingangspolen (Steuergitter und Kathode) sowie an den Ausgangsanschlüssen je eine Wechselspannungsquelle angeschlossen, die den inneren Widerstand 0 hat. Nennt man Wechselstrom und -spannung am Eingang nach Größe und Phase in der komplexen Schreibweise i_g und e_g und die analogen Größen am Ausgang i_a und e_a, so gelten die Gleichungen:

Abb. 25. Vierpolersatzschema einer Verstärkerröhre.

$$\begin{cases} i_a = A\,e_g + B\,e_a\,, \\ i_g = C\,e_g + D\,e_a\,. \end{cases} \tag{11,1}$$

Die vier Vierpolkonstanten A, B, C und D sind im allgemeinen komplex. Sie haben die Dimension 1/Ohm, sind also Admittanzen. Man kann sie als die charakteristischen Admittanzen der Röhre bezeichnen.

Wir untersuchen zunächst die Bedeutung dieser Admittanzen im Gebiet niedriger Frequenzen (z. B. 1000 Hertz). Im einfachsten Fall ist die Ausgangsspannungsquelle fortzulassen und die äußere Anodenimpedanz sehr klein zu nehmen, so daß e_a vernachlässigbar wird. Dann ergibt die erste der Gl. (11,1), daß A das Verhältnis des Anodenwechselstroms zur Gitterwechselspannung darstellt, mit anderen Worten der Steilheit der Röhre gleichzusetzen ist. Die Größe C ist gleich der Ein-

gangsadmittanz der Röhre, d. h. der Admittanz zwischen Steuergitter und Kathode. Denken wir uns nun die Spannungsquelle am Vierpolausgang angeschlossen und den Vierpoleingang kurzgeschlossen, so wird $e_g = 0$. Man erkennt, daß B die Ausgangsadmittanz des Vierpols darstellt. Bei den betrachteten Frequenzen ist B gleich dem reziproken Innenwiderstand der Röhre. Die Größe D stellt die Admittanz zwischen Anode und Steuergitter dar, welche durch die Steuergitter-Anodenkapazität C_{ag} bestimmt wird; es ist $D = j\omega C_{ag}$, wo ω die Kreisfrequenz bedeutet und $j = +\sqrt{-1}$ ist.

Bei höheren Frequenzen, bis z. B. 1,5 Megahertz, ist A noch immer gleich der Steilheit S und $D = j\omega C_{ag}$. Die Größe B ist dann aber komplex und einer Parallelschaltung von Widerstand und Kapazität gleichzusetzen $B = 1/R_a + j\omega C_a$.

Wir verwenden das Zeichen R_a hier für den Widerstand in der Röhre zwischen Anode und Kathode bei beliebiger Frequenz, während R_i den Gleichstromwert von R_a angibt. Der Anodenparallelwiderstand R_a ist meistens bei höheren Frequenzen infolge dielektrischer Verluste in den Isolationsteilen kleiner als der Innenwiderstand. Die Ausgangskapazität C_a ist von der Größenordnung 10 pF. Ebenso ist die Eingangsadmittanz als Parallelschaltung von Widerstand und Kapazität darstellbar: $C = 1/R_e + j\omega C_e$.

Wir fragen nun, ob es möglich ist, allgemein die Frequenzabhängigkeit der vier Größen A, B, C und D bis zu beliebig hohen Frequenzen hinauf zu überblicken. Hierzu bemerken wir, daß die Frequenz in allen Gleichungen nur in der Kombination $j\omega$ vorkommen kann. Dies gilt für fast alle Ursachen, die eine Frequenzabhängigkeit der Admittanzen bzw. ihrer Komponenten zur Folge haben können. Solche Ursachen sind z. B. darin gelegen, daß Impedanzen in der Röhrenschaltung, welche bei niedrigen Frequenzen durchaus vernachlässigbar sind, bei höheren Frequenzen beträchtliche Werte annehmen. Wir denken z. B. an die Elektrodenzuführungsleitungen innerhalb und außerhalb der Röhre, deren Selbstinduktion, gegenseitige Induktion und Kapazität bei kurzen Wellen die charakteristischen Röhrenadmittanzen stark beeinflussen können. Auch eine andere, bei kurzen Wellen wichtige Ursache, die endliche Laufzeit der Elektronen, durch welche sie sehr schnellen elektrischen Schwingungen nicht mehr vollkommen folgen können, spielt hier eine Rolle, und auch hierfür gilt, daß die Frequenz nur in der Kombination $j\omega$ in den Gleichungen auftreten kann. Außer durch die Kombination $j\omega$ kann die imaginäre Einheit j bei Berücksichtigung der beiden genannten Ursachen nicht in die Gleichungen gelangen. Durch Entwicklung irgendeiner der charakteristischen Admittanzen B, C und D in eine Taylorreihe erhält man z. B. für B:

$$B = B_0 + B_1 j\omega + \ldots$$

wo $B_0 = 1/R_a + j\omega C_a$ ist. Man kann nun auch für hohe Frequenzen E als Parallelschaltung von R_1 und C_1 auffassen und erhält dann:

$$1/R_1 = 1/R_a + K + K_1\omega^2 + K_2\omega^4 + \cdots$$
$$C_1 = C_a + C_0 + C_2\omega^2 + C_4\omega^4 + \cdots.$$

Dies folgt daraus, daß $1/R_1$ und C_1 reell sein müssen, also können sie nur gerade Potenzen von ω enthalten. Bei der Admittanz A (Steilheit) erscheint eine Trennung in Widerstand und Kapazität parallel weniger nützlich. Dielektrische Verluste können eine andere Frequenzabhängigkeit bedingen.

Hiermit haben wir allgemein die Frequenzabhängigkeit der charakteristischen Impedanzen bis zu beliebig hohen Frequenzen hinauf angegeben.

Schrifttum: *13, 15, 16, 59, 176, 181, 269, 283, 288, 291, 294*, vgl. auch § 68 und § 69.

§ 12. Messungen der charakteristischen Röhrenadmittanzen zwischen 1,5 und 300 MHz. Es handelt sich nach dem vorigen Paragraphen um die Messung der vier Admittanzen: Anodenadmittanz, Gittereingangsadmittanz, Steilheit und Rückwirkungsadmittanz. Die Messungen werden im Prinzip so ausgeführt, daß die zu messende Admittanz mit einer bekannten Admittanz verglichen wird. Als bekannte Admittanz dient ein auf die Meßfrequenz abgestimmter Schwingungskreis. Von diesem Schwingungskreis wird bei der Meßfrequenz die Resonanzkurve durch Veränderung der Abstimmkapazität aufgenommen. Zur Messung der

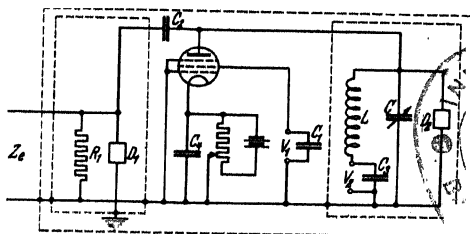



Abb. 26. Prinzipschaltung der Vorrichtung zum Messen der Anodenim

R_1 = Widerstand 1000 Ω.	C_3 = Kapazität, 20 000 pF.
Z_e = Senderleitung.	C_4 = Kapazität, 20 000 pF.
D_1 = Diodenvoltmeter.	C = veränderliche Kapazität, maximal 15 pF
D_2 = Diodenvoltmeter.	V_1 = Spannung 100 V — 250 V.
C_1 = Kapazität. 20 000 pF.	V_2 = Spannung 200 V — 250 V.
C_2 = Kapazität 0,1 pF.	L = Selbstinduktion, mit C auf die Meßfrequenz abgestimmt.

Resonanzkurve und auch für die oben erwähnte Vergleichsmessung dient ein für kurze Wellen geeignetes Voltmeter. Die Abstimmkapazität ist geeicht, und aus der Veränderung der Spannung über dem Schwingungskreis bei Veränderung der Abstimmkapazität kann der Impedanzwert des Kreises in der Abstimmung, der bekanntlich durch einen Widerstand

dargestellt wird, berechnet werden. Wenn die zu messende Admittanz dem bekannten Kreis parallel geschaltet wird, ändert sich die Abstimmkapazität und der Impedanzwert des Kreises in der Abstimmung. Hieraus kann man die zu messende Admittanz, dargestellt als Parallelschaltung eines Widerstandes und einer Kapazität, erhalten.

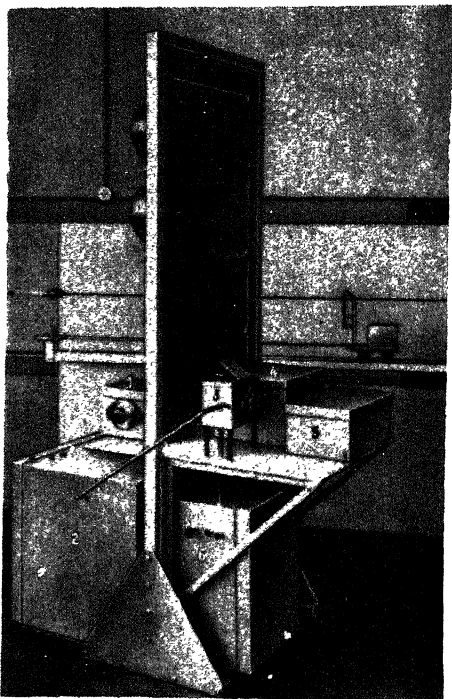



Abb. 27. Gesamtanordnung zur Messung von Röhreneingangsimpedanzen bis zur Frequenz 300 MHz.

1 = Senderbehälter.
2 = Behälter für die Senderbatterien.
3 = Meßvorrichtung für die Impedanzmessung nach dem Schema in Abb. 26, aber für Gitterimpedanzen abgeändert.
4 = Batterien für Diodenvoltmeter.
5 = Behälter für das Mikroamperemeter des Diodenvoltmeters.
6 = Batterien für die zu messende Röhre.

Die Behälter sind untereinander, soweit notwendig, durch Kupferröhren verbunden, welche die benötigten Leitungen enthalten.

Abb. 26 enthält ein Schaltschema der Meßanordnung zur Bestimmung der Anodenadmittanz, während Abb. 27 ein Bild dieser Anordnung gibt.

In Abb. 28 ist *R* (warm) an der Röhre im Betriebszustand bei der maximalen für die betreffende Röhre veröffentlichten Verstärkung gemessen. *R* (heruntergeregelt) ist bei der Röhre im Betriebszustand und bei großer negativer Vorspannung des Steuergitters gemessen. Weiter ist $1/R$ (aktiv) $= 1/R$ (warm) $- 1/R$ (heruntergeregelt). Bemerkt sei noch, daß die Anodenkapazität im kalten und warmen Zustand der Röhre praktisch die gleichen Werte aufweist; dagegen ändert sich die Eingangskapazität vom warmen zum heruntergeregelten Zustand um etwa 1 pF bei der Röhre von Abb. 28.

Mit Hilfe einer ähnlichen Meßanordnung kann auch die Steilheit bis etwa 3 m herunter gemessen werden. Es ergibt sich, daß diese Steilheit bis 100 MHz innerhalb etwa 1% im Betrage gleich dem statischen Wert ist.

Durch eine kleine Änderung der Anordnung von Abb. 26 (Schwingungskreis an das Gitter legen) kann hiermit auch die Steuergitteradmittanz gemessen werden.

Wir geben noch einige gemessene Werte für den Eingangsparallelwiderstand R_g und für die Eingangskapazität C_g einer sog. Knopfpentode (Röhre mit besonders kleinen Abmessungen, Abb. 29).

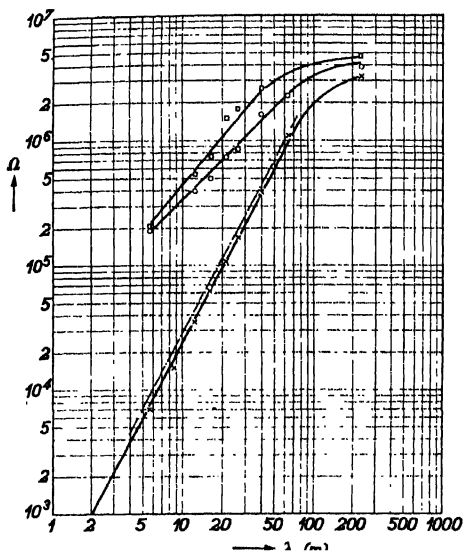



Abb. 28a. Vertikal: Eingangswiderstand (Ohm). Horizontal: Wellenlänge (m). Kreuze im Arbeitspunkt R_w, Kreise mit ungeheizter Kathode, Quadrate mit geheizter Kathode und im Betrag großer negativen Steuergitterspannung (R geregelt). Punkt-Strich-Kurve: R_{aktiv} definiert durch $1/R_{\text{aktiv}} = 1/R_w - 1/R$ Philips E F 9.

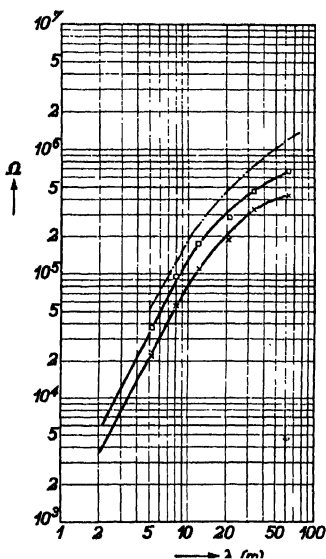



Abb. 28b. Vertikal: Ausgangswidersand (Ohm). Horizontal: Wellenlänge (m). Kreuze im Arbeitspunkt (R_w), Quadrate bei im Betrag großer negativer Steuergitterspannung Punkt-Strich-Kurve: R_{aktiv} definiert durch $R_{\text{akt.}}^{-1} = R_w^{-1} - R_{\text{ger}}^{-1}$ (Röhre, wie in Abb. 28a).

Wellenlänge m	R_g (kalt) MΩ	R_g (geregelt) MΩ	R_g (warm) MΩ	R_g (aktiv) MΩ	C_g (kalt) pF	C_g (warm) pF
1,26	0,041	0,026	0,0025	0,0028	3,25	3,65
2,00	0,100	0,068	0,0068	0,0077	3,25	3,65
3,28	0,36	0,27	0,021	0,023	3,25	3,65
5,00	0,70	0,50	0,044	0,049	3,25	3,65
8,00	1,10	0,90	0,12	0,14	3,25	3,65

Diese Werte sind bedeutend günstiger als z. B. für die Röhre EF 9. Abb. 30 enthält die Meßanordnung zur Bestimmung der Rückwirkung. Es zeigte sich, daß die Rückwirkungsadmittanz bei allen gemessenen Röhren durch eine Kapazität dargestellt werden konnte, welche der folgenden Gleichung genügt:

$$C'_{ag} = C_{ag} - A\omega^2 . \tag{12,1}$$

Hierbei ist C_{ag} der Wert der Gitteranodenkapazität bei niedrigen Frequenzen, z.B. für die Röhre EF 9 gleich 0,002 pF. Die Konstante A

Abb. 29. Zusammenstellung einiger Röhrentypen der letzten Jahre (Philips). Links E 446 (1933) mit Anodenausführung oben, dritte von links E F 9 (1939), Steuergitter oben. Ganz rechts: Knopfpentode. Links cm-Maßstab.

hat für diese Röhre den Wert $0{,}005 \cdot 10^{-16}$, wobei ω in Hertz und C'_{ag} in pF gerechnet sind.

Während wir auf die physikalische Erklärung der gemessenen Admittanzwerte hier nicht im einzelnen eingehen können, sei hervorgehoben, daß die im vorigen Paragraphen für die Frequenzabhängigkeit dieser Admittanzen aufgestellte Regel überall bei den Werten R (aktiv) bestätigt wird.

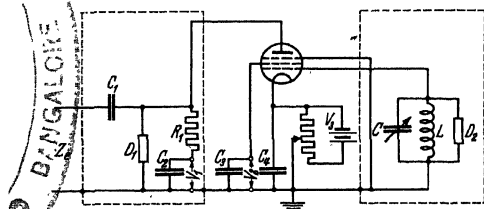



Abb. 30. Prinzipschaltung der Meßanordnung zur Bestimmung der Rückwirkung.

Z_e = Senderleitung,
D_1 = Diodenvoltmeter,
D_2 = Diodenvoltmeter,
C_2 = Kapazität 20 000 pF,
C_4 = Kapazität 20 000 pF,
R_1 = Widerstand 500 Ω,
V_1 = Batteriespannung 200 V—250 V,
V_2 = Batteriespannung 100—200 V,
V_3 = Batteriespannung 20 V max,
C_1 = Kapazität 20 000 pF,
C_2 = Kapazität 20 000 pF,
C = veränderliche Kapazität maximal 15 pF,
L = Selbstinduktion, bildet mit C einen auf den Sender abgestimmten Kreis.

Schrifttum: *14, 15, 16, 35, 36, 36a, 89, 179, 210, 212, 288, 292,* auch § 68 § 69.

§ 13. **Verstärkung im Kurzwellengebiet.** Zur Beurteilung der im Kurzwellengebiet erreichbaren Verstärkungszahlen ist es notwendig, sich klar zu sein über die in diesem Gebiet zu erhaltenden Kreisgüten. Die Impedanz eines Schwingungskreises in der Abstimmung ist bekanntlich ein Widerstand und wird durch die Gleichung:

$$\left[\frac{1}{i\omega L} + \frac{1}{R} + j\omega C\right]^{-1} \text{ für } \omega^2 LC = 1, \text{ also } R \tag{13,1}$$

gegeben. Hierbei ist L die Selbstinduktion der Kreisspule, C die Kreiskapazität und R der äquivalente Verlustwiderstand, welcher parallel zur Selbstinduktion geschaltet ist. Wenn r den Verlustwiderstand darstellt, der in Serie mit der Selbstinduktion L geschaltet gedacht werden kann, so ist: $R = L/Cr$. Der Widerstand r ist kleiner, je verlustärmer die Spule und der Kondensator sind. Als Teil der Kreiskapazität wirkt auch die Röhreneingangs- bzw. Ausgangskapazität, je nachdem der Kreis parallel zum Röhreneingang oder zum Röhrenausgang liegt. Diese Röhrenkapazitäten sind, wie im vorigen Abschnitt gezeigt, auch nicht verlustfrei, sondern besitzen bei kurzen Wellen einen ziemlich geringen Verlustparallelwiderstand. Nach der Gl. (13,1), unter Beachtung des Ausdrucks für R, ist die Kreisimpedanz in der Abstimmung begrenzt durch die gesamte Kreisparallelkapazität und durch die Kreisverluste. Es zeigt sich, daß diese Beschränkungen im Kurzwellengebiet noch zu sehr beträchtlichen Werten von R führen können, z. B. bei 5 m Wellenlänge $R = 30000\ \Omega$.

Es gibt aber eine Überlegung, wodurch die Verwendung solcher Kreise im Kurzwellengebiet beschränkt wird. In einem Empfangsapparat, der in Massenherstellung fabriziert wird, müssen die Röhren auswechselbar sein, ohne jedesmal ein erneutes Feinabstimmen der Kreise zu erfordern. Die Röhrenkapazitäten zeigen aber eine gewisse Streuung, welche heute auf etwa $\pm$ 0,6 pF festgesetzt werden kann. Hierdurch wird die verwendbare Kreisgüte wesentlich beschränkt. Es zeigt sich, daß die Kreisimpedanzen in der Abstimmung bei Annahme dieser Kapazitätsstreuung etwa soviel mal 1000 Ω betragen dürfen wie die Wellenlänge in Meter beträgt. Nach dieser Regel soll also z. B. bei 5 m Wellenlänge ein Kreis von 5000 Ω verwendet werden. Bei Amateur- und kommerziellen Geräten, sowie in allen Fällen, wo Geräte mit den Röhren zusammen abgestimmt werden, gilt diese Überlegung nicht.

Wenn der Röhreneingangsparallelwiderstand oder der Röhrenausgangsparallelwiderstand bei einer bestimmten kurzen Wellenlänge Werte zeigt, welche ungefähr gleich oder sogar kleiner als diese Kreisimpedanzen sind, kann angenommen werden, daß die betreffende Röhre zur Kurzwellenverstärkung im betreffenden Gebiet nicht gut geeignet ist. Aus den im vorigen Paragraphen gegebenen Zahlen ist zu entnehmen, daß der Röhrenausgangsparallelwiderstand z. B. bei 5 m Wellenlänge für normale Radioröhren noch genügend groß ist. Beim Eingangsparallelwiderstand zeigt sich bereits ein ungünstiges Verhältnis zum Kreiswiderstand von 5000 Ω.

Eine weitere Beschränkung der Verstärkung liegt in der Röhrenrückwirkung. Der absolute Wert der Rückwirkungsimpedanz sei Z_r, und die Steilheit S. Dann muß, um das Schwingen der Stufe mit Sicherheit zu vermeiden, folgende Gleichung gelten:

$$\frac{S R^2}{Z_r} < 1 .$$

Hierbei ist am Röhreneingang und -ausgang ein Kreis mit der Abstimmimpedanz R angenommen. Bei Beachtung der Werte für $Z_r = (\omega\, C'_{ag})^{-1}$, welche im vorigen Paragraphen angegeben wurden, ergibt sich, daß für normale Radioröhren bei 5 m Wellenlänge die Rückwirkung bereits beträchtlich genannt werden muß.

Ganz anders stellen sich diese Verhältnisse bei Verwendung spezieller Kurzwellenröhren, z. B. Knopfpentoden. Hier sind die Röhreneingangswiderstände so günstig, daß sie auch bei 1 m Wellenlänge noch in der Größenordnung der normalerweise verwendbaren Kreisimpedanzen liegen. Das gleiche gilt bei diesen Röhren für die Ausgangsparallelwiderstände, welche z. B. bei etwa 4 m Wellenlänge noch 500 000 Ω betragen. Zur Sicherung genügend kleiner Rückwirkung bei Verwendung dieser Knopfpentoden muß eine sorgfältige Abschirmung der verschiedenen Verstärkungsstufen durchgeführt werden, wofür Abb. 31 im Prinzip e Anordnung zeigt. Es sind so bei 1 m Wellenlänge noch zu z. 2—3 pro

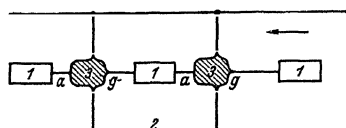



Abb. 31. Schematische Angaben über die Abschirmung beim Bau eines Kurzwellen-Verstärkers mit Knopfpentod

1 = Schwingungskreise, = Blechgehäuse,
g = Gitteranschluß, = Anodenanschluß.
= Pentoden.

Schrifttum: *76, 230, 246, 247, 280, 283, 284, 294, 296*, vgl. § 69.

§ 14. **Hexoden als Regelverstärker.** Am Ende von § 7 wurde erwähnt, daß durch Anlegen von negativer Vorspannung an das dritte Gitter von Pentoden die Steilheit herabgedrückt werden kann, wodurch eine Regelung der Verstärkung erzielt wird. Diese Maßnahme ist jedoch praktisch meistens schlecht durchführbar, weil die Gitterkonstruktion aus anderen Gründen eine viel zu große Regelspannung erforderlich macht, während andrerseits die richtige Wirkung des Fanggitters in der Pentode bei diesem Regelvorgang vernichtet wird. Der Innenwiderstand wird hierbei stark erniedrigt.

Unter Beibehaltung der Idee, auf zwei Steuergittern zu regeln, ist man zur Hexode übergegangen, einer Röhre mit vier Gittern (Abb. 32). Von diesen vier Gittern ist das zweite und das vierte, von der Kathode gerechnet, ein Schirmgitter (engmaschig). Das erste Gitter ist ein Steuergitter, das dritte Gitter ebenfalls. Im Arbeitspunkt ist z. B. die Anodenspannung 250 V, die Spannung der Gitter 2 und 4 je 80 V, die Spannung von Gitter 3 und Gitter 1 je — 2 V. In Abb. 32 ist annähernd die Potentialverteilung in der Hexode auf einer Linie, welche von der Kathode zur Anode verläuft, gezeichnet. Aus dieser Potentialverteilung geht hervor, daß die Elektronen, welche von dem positiven Potential des ersten Schirmgitters (Gitter 2) durch das negative erste Steuergitter gesaugt werden, nach Durchgang durch Gitter 2 vor dem dritten Gitter abgebremst werden. Es bildet sich vor diesem Gitter eine mehr oder weniger

starke Raumladung, welche meistens als virtuelle Kathode bezeichnet wird. Aus dieser virtuellen Kathode werden, genau wie aus einer richtigen Kathode, Elektronen durch die positiven Spannungen von Gitter 4 und von der Anode abgesaugt, während das Gitter 3 diesen Elektronenstrom steuert. Es steuert also gewissermaßen Gitter 1 die Stärke der Raumladung vor Gitter 3 und Gitter 3 den Anodenstrom. Man könnte sprechen von einer Hintereinanderschaltung einer Triode und einer Tetrode.

Die Stärke der Raumladung zwischen Gitter 2 und Gitter 3 hängt von der Stärke des Elektronenstromes durch Gitter 2, vom Abstand der Gitter 2 und 3 und von ihren Gleichspannungen und schließlich auch noch etwas von den Ganghöhen der Gitter 2 und 3 ab. Man vgl. auch die Ausführungen in § 43, sowie in § 64 und 65.

Abb. 32. Potentialverteilung in einer Hexode auf einer Linie zwischen Kathode (links) und Anode, welche die Gitterwindungen nicht schneidet.

Das Ziel der Verstärkungsregelung mittels Hexoden ist zweifach: Die Regelung soll verzerrungsfreier sein als bei Regelpentoden möglich ist. Weiterhin wird angestrebt, mit einer geringeren Regelspannung auszukommen. Das Gitter 1 ist als Hochfrequenzeingangsgitter gedacht. Ursprünglich sollte dieses Gitter während des Regelvorgangs eine unveränderliche negative Vorspannung erhalten. Die Regelspannung sollte nur an Gitter 3 gelegt werden. Die Steilheit (Anodenstrom in bezug auf die Steuerspannung von Gitter 1) ist eine Funktion der Vorspannung von Gitter 3. In Abb. 33 ist der Anodenstrom als Funktion der Vorspannung von Gitter 1 gezeichnet worden, mit der Spannung von Gitter 3 als

Abb. 33. Anodenstrom (mA) (Ordinate) als Funktion der Vorspannung auf Gitter 1 (Abszisse) bei einer Hexode. Vorspannung auf Gitter 3 als Kurvenparameter.

Parameter. Es war ursprünglich beabsichtigt, daß der gerade Teil der Kurve mit z. B. $V_3 = 0$ bei Vergrößerung der Vorspannung von Gitter 3 umkippen sollte. Dieser Idealfall ist in Abb. 34 skizziert worden. Die

Verzerrungen bei der Verstärkung von Hochfrequenzspannungen, welche an das Eingangsgitter 1 gelegt werden, haben ihre Ursache in den Krümmungen der Kurven von Abb. 33. Wenn diese Kurven nun bei Regelung auf Gitter 3 etwa gemäß Abb. 34 umkippen würden, so wäre während des Regelvorganges eine konstante und geringe Verzerrung vorhanden. Dies wäre ein Vorteil im Vergleich zur Verzerrung, wie sie etwa aus Abb. 14 für Regelpentoden folgt (Abb. 34).

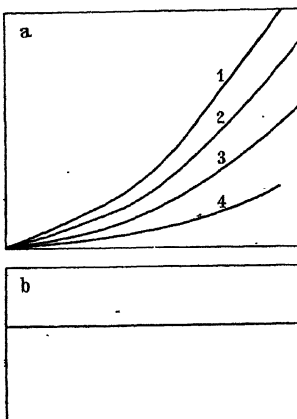



Abb. 34. Ideal zurückfallende Hexodencharakteristiken. Bild a: Ordinate: Anodenstrom. Abszisse: Vorspannung auf Gitter 1, Kurvenparameter, Vorspannung auf Gitter 3. Diese ist jeweils um den gleichen Betrag vergrößert, um von Kur-

von Kurve 3 zu Kurve 4 zu gelangen. Diese Kurven können durch punktweise Multiplikation mit einem Faktor ineinander übergeführt werden. Bild b: Ordinate: Zulässige Eingangswechselspannung auf

bei fester Vorspannung auf Gitter 1. Abszisse: Vorspannung auf Gitter 3 im Bereich der Kurven 1—4 von Bild a.

Leider ist es bei den existierenden Hexoden bisher nicht gelungen, den Idealfall von Abb. 34 ganz zu erreichen. Die Verzerrungen werden bei Regelung analog wie etwa bei Regelpentoden. Aus Abb. 35, die ein Analogon zu Abb. 14 darstellt, ist dies klar zu ersehen. Nachdem das Ideal auf einfachstem Wege nicht zu erreichen war, hat man versucht, einen Teil der Regelspannung auch auf Gitter 1 zu bringen. diese Weise erreichte man günVerzerrungen (Abb. 35) bei kleinen Steilheiten (in heruntergeregeltem Zustand).

Ein Vorteil der Regelhexode gegenüber der Regelpentode ist, daß bei etwa gleicher Verzerrung eine geringere Regelspannung benötigt wird, um einen bestimmten Regelungsgrad zu erreichen.

Abb. 35. Ordinate: Effektive Eingangswechselspannung (V) auf Gitter 1 der Hexode A H 1 für 6% Kreuzmodulation. Abszisse: Steilheit in Mikroampere/Volt. Kurve 1: Regelung durch Vorspannung auf Gitter 1 und Gitter 3 zusammen, und zwar immer $V_1 = V_3$. Kurve 2: Regelung nur durch Vorspannung auf Gitter 3. Im letzteren Fall braucht man viel mehr Regelspannung als im ersten, z. B. für 20 μ A/V; $V_3 = -150$, gegenüber im ersten Fall $V_1 = V_3$: -13 V.

Dieser Vorteil wird durch eine kompliziertere Röhrenkonstruktion erkauft. Außerdem zeigt sich in den Röhrencharakteristiken (Abb. 36) deutlich der Einfluß der Sekundäremission. Diese Sekundäremission kann beseitigt werden, indem man zwischen viertes Gitter und Anode noch ein fünftes Gitter einschaltet, wodurch man zur Heptode gelangt. Eine Heptodenkonstruktion, mit zwei Gittern mehr als die Regelpentode, hat sich in den Vereinigten Staaten unter der Be-

zeichnung 6 L 7 und in Europa eine andere unter dem Namen EH 2 durch gesetzt. Die Charakteristiken dieser Regelheptode sind in Abb. 37 wiedergegeben worden.

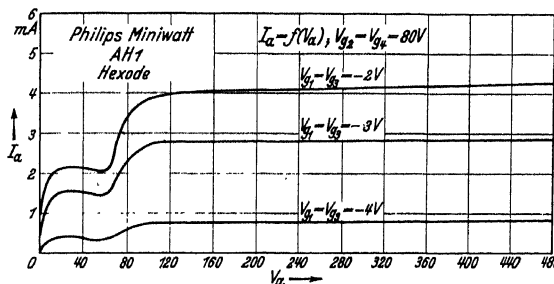



Abb. 36. Ordinate: Anodenstrom gegen Anodenspannung (Aszisse) für die Hexode A H 1 bei im übrigen festen Spannungen, mit $V_1 = V_3$ als Parameter. Auftreten von Sekundäremission.

Eine von der oben beschriebenen abweichende Form einer Hexode ist seit einiger Zeit als „rauscharme Hochfrequenzverstärkerröhre" im Handel. Hierbei ist von der Erkenntnis ausgegangen, daß das Rauschen einer Hochfrequenzpentode (vgl. § 10) wesentlich verringert werden kann durch Verringerung des Verhältnisses von Schirmgitterstrom zu Anodenstrom. Diese Verringerung kann durch Einschalten eines „Nullgitters" (das Kathodenspannung hat) zwischen Steuergitter und Schirmgitter erreicht werden. Die Windungen des Schirmgitters sind genau „im Schatten", d. h. hinter den Windungen des Nullgitters angeordnet. Beide Gitter haben die gleiche Ganghöhe. Hierdurch werden die Elektronen von den Schirmgitterwindungen abgelenkt. Somit wird der Schirmgitterstrom verringert.

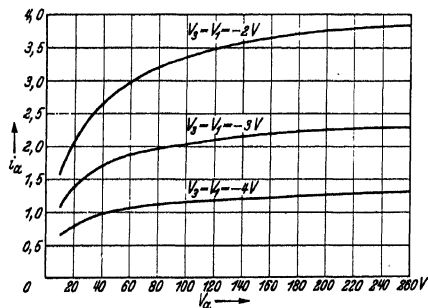



Abb. 37. Ordinate und Abszisse wie in Abb. 36. Für Heptode E H 2 (Hexode mit Fanggitter). Verschwinden der Folgen der Sekundäremission.

Für gewisse Zwecke (z. B. Trockenbatteriebetrieb, Taschenapparate), ist es erwünscht, Röhren zur Verfügung zu haben, die nur geringe positive Spannungen benötigen. Während diese für normale Röhren z. B. 100 oder 250 V betragen, wünscht man für die genannten Zwecke Röhren, deren höchste positive Spannungen z. B. nur gleich 20 V sind. In diesen Fällen ist die oben stets eingehaltene Reihenfolge: Kathode, negativ vorgespanntes Steuergitter, positives Gitter, nicht mehr praktisch anwendbar, da die Elektronen von der geringen positiven Spannung

des zweiten Gitters nicht mehr durch das negativ vorgespannte Steuergitter hindurchgesaugt werden. Man kann in diesem Fall die Reihenfolge umkehren und erhält dann: Kathode, positives Gitter (Sauggitter), negatives Steuergitter. Diese Röhre kann weiter folgendermaßen ergänzt werden: Nach dem Steuergitter ein positives Gitter, dann ein Fanggitter (auf Kathodenspannung) und schließlich die Anode. Die beiden positiven Gitter und die Anode können bei zweckmäßiger Dimensionierung die gleichen positiven Spannungen erhalten. Bei der Hochfrequenzverstärkung sind die positiven Gitter, analog wie die Schirmgitter bei Pentoden und Hexoden, mittels einer großen Kapazität mit der Kathode verbunden, sie führen also keine Hochfrequenzspannungen. Wir sind in dieser Weise auch zu einer Hexode (Röhre mit vier Gittern) gelangt, wobei aber die Elektroden z. T. eine andere Aufgabe erfüllen als bei der oben behandelten Hexode. Damit die Elektronen gleichmäßigere Geschwindigkeiten erhalten, kann unter Umständen zwischen Kathode und Sauggitter noch ein „Nullgitter“ (Kathodenspannung) eingefügt werden.

Schrifttum: *116, 211, 240, 260, 267, 285,* vgl. auch § 65 und § 79.

§ 15. **Admittanzen von Regelhexoden und Regelheptoden.** Wie bei den Hochfrequenzpentoden handelt es sich auch hier wieder um vier Größen: die Eingangsadmittanz, die Ausgangsadmittanz, die Steilheit und die Rückwirkungsadmittanz. Einige Werte der Eingangsadmittanz von Hexoden im Arbeitspunkt sind in der nachfolgenden Tabelle angegeben (Röhre AH 1):

Wellenlänge m	R (kalt) MΩ	R (geregelt) MΩ	R (warm) MΩ	R (aktiv) MΩ	C (geregelt) pF	C (warm) pF
19,6	0,13	0,14	0,032	0,041	7,1	8,8
9,2	0,051	0,055	0,0076	0,0088	,,	,,
4,9	0,020	0,018	0,0021	0,0023	,,	,,

Hierbei ist $1/R(\text{aktiv}) = 1/R(\text{warm}) - 1/R(\text{geregelt})$, genau wie bei Regelpentoden in § 12. Aus der obigen Tabelle ist zu ersehen, daß die Regelhexoden weniger geeignet sind zur Verstärkung bei kurzen Wellenlängen, da der Eingangsparallelwiderstand zu gering wird. Aber auch bei langen Wellen hat die Verwendung von Regelhexoden gegenüber jener von Regelpentoden oft einen erheblichen Nachteil dadurch, daß die Eingangskapazität sich beim Regelvorgang ziemlich stark ändert, z. B. in der obigen Tabelle um 1,7 pF. Die analoge Zahl für Regelpentoden liegt bei ungefähr 1 pF. Durch eine große Änderung der Eingangskapazität während des Regelns entsteht eine beträchtliche Verstimmung des Eingangskreises, wenn dieser Kreis nicht absichtlich derart schlecht konstruiert wird, daß die Verstimmung nicht schadet. Im letzteren Fall ist aber die Impedanz des Kreises stark verringert und damit auch die

Verstärkung der vorhergehenden Stufe. Bereits bei 200 m Wellenlänge ist eine Änderung der Eingangskapazität um 1,7 pF für normale Kreise als zu groß zu bezeichnen.

Die Ursache der ungünstigen Eingangsparallelwiderstände für kurze Wellenlängen liegt zum Teil in den langen Elektronenbahnen, welche bei Regelhexoden auftreten können. Die Elektronen werden durch das zweite Gitter hindurchgesaugt, dann vor dem dritten Gitter abgebremst und kehren zum Teil wieder in die Nähe des ersten Gitters zurück. In der Zeit, welche sie zur Zurücklegung dieses Weges brauchen, hat sich die Phase der Wechselspannung auf dem ersten Gitter bei kurzen Wellenlängen bereits geändert. Man kann zeigen, daß hierdurch eine Dämpfung des Eingangskreises entsteht. Diese Dämpfung ist bei Regelpentoden geringer, da derart lange Elektronenbahnen dort nicht auftreten.

Es soll hier noch eine Folge von langen Elektronenbahnen erwähnt werden, welche ursprünglich auch bei Regelpentoden auftrat. Diese wurden früher vielfach aus Gründen der besseren Wärmeableitung mit Gazeanoden versehen. Es konnten nun Elektronen durch die Gazeanoden hindurchtreten. Diese Elektronen gelangten dann nach einem längeren Weg außerhalb der eigentlichen Röhrenkonstruktion wieder in den Raum zwischen Kathode und Anode. Durch Phasenunterschiede mit den Wechselspannungen auf den Röhrenelektroden entstanden auch hierbei zusätzliche Dämpfungen des Eingangskreises sowie des Ausgangskreises im Kurzwellengebiet. Diese Dämpfungen machten sich schon bei 200 m Wellenlänge bemerkbar. Die Verwendung von Vollblechanoden hat diesen Übelstand beseitigt.

In der nebenstehenden Tabelle ist der aktive Ausgangsparallelwiderstand einer Regelhexode (AH 1) angegeben worden.

Wellenlänge m	R (aktiv) MΩ
62,5	2,6
24,5	0,16
13,4	0,098
8,3	0,042
5,7	0,030

Auch diese Zahlen sind ungünstiger als die entsprechenden für Regelpentoden (§ 12). Die Ursache muß diesmal in der größeren Anzahl von Elektrodenzuleitungen bei Regelhexoden gesucht werden. Hierdurch entstehen zusätzliche Induktionswirkungen, welche einen kleineren aktiven Ausgangsparallelwiderstand verursachen.

Analoges gilt für die Rückwirkungsadmittanz, welche im Kurzwellengebiet bei Regelhexoden ebenfalls ungünstiger ist als bei Regelpentoden, wieder durch die größere Anzahl von Elektrodenzuleitungen.

Die erwähnten ungünstigen Admittanzen bei Regelhexoden treten genau so auch bei Regelheptoden auf. Anodenparallelwiderstand und Rückwirkung sind hierbei sogar noch ungünstiger im Kurzwellengebiet, was man verstehen kann durch die noch größere Zahl von Elektrodenzuleitungen.

Zusammenfassend kann man schließen, daß diese Röhrengattungen

für Kurzwellenverstärkung unterhalb 10 m Wellenlänge weniger geeignet sind, wenn man sie in obiger Weise verwendet (vgl. § 73).

Schrifttum: *282a, 288, 290, 292, 293,* vgl. auch § 70 und § 72.

§ 16. **Kaskadenröhren, Sekundäremissionsröhren und Elektronenbündelröhren.** Wie im vorigen Paragraphen erwähnt, kann die Hexode aufgefaßt werden als Hintereinanderschaltung einer Triode und einer Tetrode. Man könnte im Prinzip die Röhre auch als eine solche Hintereinanderschaltung verwenden. Abb. 38 zeigt im Prinzip ein Schaltbild, das hierzu geeignet wäre. Die hochfrequente Eingangsspannung wird nach dem zweiten Gitter, das als Anode dient, verstärkt. Die hochfrequente Wechselspannung dieses zweiten Gitters (Hilfsanode) wird auf das dritte Gitter (Steuergitter der Tetrode) gebracht und im zweiten Teil der Hexode (Tetrode) nach der Anode der Hexode verstärkt. Offenbar treten bei dieser Verwendung der Hexode als Kaskadenröhre Schwierigkeiten auf durch die Rückwirkung im Triodenteil. Prinzipiell ist es aber möglich, auf diese Weise große Verstärkungszahlen, z. B. tausendfach, zu erreichen. Das Prinzip der Kaskadenröhre könnte noch weiter ausgedehnt werden, wenn nicht praktische Schwierigkeiten dieser Anwendung sehr bald ein Ziel setzen würden. Man hat vorgeschlagen, im ersten Teil einer Kaskadenröhre hochfrequent zu verstärken und den zweiten Teil als Mischröhre zu benutzen. Neuerdings sind Hexoden in Kaskadenschaltung als Gleichspannungs-Verstärkerröhren angewandt worden. Sowohl für die Verstärkung von Regelspannungen als für die Verstärkungsregelung selber können solche Schaltungen verwendet werden.

Abb. 38. Schaltung einer Hexode H als Kaskadenverstärkerröhre (Triode und Tetrode). Kreise, bestehend aus dem Kondensator C und der Selbstinduktion L, abgestimmt auf dieselbe Frequenz. Der Eingangskreis ist am Gitter 1 angeschlossen, der zweite Kreis an der ersten Anode (Gitter 2) und zugleich am Eingangsgitter der Tetrode (Gitter 4). Der Ausgangskreis an der Anode A. C_1 sind Blockkondensatoren. R Ableitwiderstände. Gleichspannungsanschlüsse sind der Übersichtlichkeit halber fortgelassen, ebenso wie Schaltelemente zur Kompensierung unerwünschter Rückwirkungen.

Die Sekundäremission von Elektronen, welche uns bis jetzt nur als technischer Nachteil begegnet ist, wurde zur Konstruktion von neuartigen Verstärkerröhren ausgenutzt, mit denen sich sehr große Verstärkungszahlen erreichen lassen. Für diese Entwicklung war es notwendig, Metalloberflächen zu ermitteln, welche eine sehr starke Sekundäremission besitzen. Die meisten Oberflächen dieser Art bestehen aus einer Cäsiumschicht auf einer Grundfläche, z. B. aus Molybden. Es gelingt hiermit in günstigen Fällen, d. h. bei geeigneter größerer Geschwindigkeit der primären Elektronen, fünf bis zehn Sekundärelektronen auf ein eintreffendes Primärelektron zu erhalten. Der Nachteil einer

solchen Cäsiumschicht besteht in der geringen Temperaturbeständigkeit und weiterhin darin, daß sie ihre Sekundäremissionseigenschaften leicht verliert durch Niederschläge aus anderen Materialien, z. B. Barium, welche beim Fertigstellen einer Radioröhre leicht aus der Kathode verdampfen. Man hat neuerdings beständigere Sekundäremissionsoberflächen hergestellt, deren genaue Zusammensetzung aber noch nicht veröffentlicht ist.

Das Prinzip einer Sekundäremissionsröhre nach ZWORYKIN geht aus Abb. 39 hervor. Die sekundäremittierenden Oberflächen haben je gegen die vorige eine höhere Spannung. Die Elektronen aus der Kathode, aus der sie z. B. photoelektrisch freigemacht werden, treffen auf die erste Oberfläche, werden dort mit Sekundärelektronen verstärkt, treffen dann auf die zweite usw. Man erzeugt gewissermaßen eine Elektronenlawine. Zwischen den verschiedenen Sekundäremissionsoberflächen sind noch mehr oder weniger komplizierte Fokussierungsvorrichtungen angeordnet, welche die Elektronenstrahlen zusammenhalten sollen. Eine andere Ausführung einer solchen Sekundäremissionsröhre ist in Abb. 40 wiedergegeben. Man kann mit derartigen Elektronenröhren Verstärkungszahlen von z. B. 100000 erreichen. Eine Massenfabrikation scheint aber vorläufig noch mit vielen Schwierigkeiten verknüpft, wegen der schweren Reproduzierbarkeit der Sekundäremissionsoberflächen.

Abb. 39. Prinzip des Elektronen-Vervielfachers von V. WORYKIN. Die Kathode (Elektrode am meisten rechts) sendet Elektronen aus, welche zur ersten Anode (positiv gegenüber der Kathode) gesaugt werden. Diese Anode besitzt erhebliche Sekundäremission. Die reflektierten primären und die Sekundärelektronen werden zur zweiten Anode gesaugt, die wieder positiv gegenüber der ersten Anode ist, usw.

Abb. 40. Anderer Aufbau einer Röhre nach dem gleichen Prinzip wie in Abb. 39.

Außer der genannten Ausführung sind noch mehrere Konstruktionen von Sekundäremissionsröhren vorgeschlagen worden. Eine pentodenartige Konstruktion zeigt Abb. 41. Die primären Elektronen gehen von der Kathode aus durch die Gitter 1, 2 und A und gelangen auf die Sekundäremissionsoberfläche S. Das Gitter A hat ein höheres positives Potential gegenüber der Kathode als diese Oberfläche S. Die auf die Oberfläche S treffenden Elektronen rufen hier Sekundäremission hervor und der gesamte resultierende Elektronenstrom gelangt schließlich auf das Gitter A, das als eigentliche Anode funktioniert. Es gelingt auf diese Weise mit normalen Kathoden Röhren herzu-

stellen, welche eine Steilheit von 15 mA/V und mehr besitzen (z. B. Philips EE 50).

Bei den Elektronenbündelröhren geht man davon aus, daß man mit verhältnismäßig einfachen Mitteln in einer Röhre Elektronenstrahlen erzeugen kann, deren Verlauf sich durch geeignete Elektroden und Spannungen regeln läßt. Ein prinzipielles Beispiel einer solchen Röhre ist im Querschnitt in Abb. 42 gezeichnet, und zwar verläuft der Querschnitt senkrecht zur Kathodenachse. Die aus zwei Stäbchen bestehenden Steuerelektroden bilden zusammen das Steuer-„Gitter". Die gezeichnete Anordnung funktioniert folgendermaßen: Bei geringer negativer Spannung der beiden Stäbchen gelangt der Elektronenstrom sowohl auf die Anode 1 als auch auf die Anode 2. Macht man die Spannung der Stäbchen gegenüber der Kathode stark negativ, so gelangen die Elektronen fast nur auf die Anode 2. Wenn man nun z. B. den Strom nach Anode 1 als Funktion der Steuerspannung auf dem Stäbchen betrachtet, so entsteht eine Charakteristik, welche Ähnlichkeit hat mit der normalen Anodenstrom-Steuergitter-Kennlinie einer Radioröhre. Man hat noch mehrere andere Ausführungen versucht und ist dabei zum Teil zu günstigen Ergebnissen gelangt. Die Vorteile liegen hauptsächlich in der ganz einfachen Konstruktion, welche gar keine oder höchstens ein einziges Gitter verwendet. Wie bei den Sekundäremissionsröhren muß aber auch hier bemerkt werden, daß die Entwicklung noch im vollen Gang ist, so daß sich die endgültigen Ergebnisse zur Zeit noch nicht übersehen lassen. Natürlich ist eine Kombination von Elektronenbündelröhren mit Sekundäremissionsoberflächen möglich und vielleicht können auch hierbei noch bemerkenswerte Ergebnisse erzielt werden.

Abb. 41. Hochfrequenz-Verstärkerröhre mit einer Sekundäremissionskathode. Die von der Glühkathode K emittierten Elektronen werden mittels des Gitters G_1 gesteuert, durcheilen das Schirmgitter G_2 und die Gitterförmige Anode A und gelangen mit hoher Geschwindigkeit auf die sekundäre Elektronen emittierende Fläche S. Primär- und Sekundärelektronen gelangen dann zusammen zur Anode A. Die Elektrode A hat eine höhere positive Spannung als S.

Abb. 42. Querschnitt durch eine Bündelröhre in einer Ebene, senkrecht zur Kathodenachse. k = Kathode, s = Steuerstäbe, 1 = Anode, 2 = Anode.

Schrifttum: *46, 51, 52, 53, 83, 113, 134, 136, 156, 157, 266, 276a, 282a, 285a, 305,* vgl. auch § 49 und 76.

§ 17. Tetroden und Pentoden als Gittergleichrichter und als Anodengleichrichter. Bei der Verwendung von Hochfrequenztetroden und -pentoden als Gittergleichrichter wird dem Steuergitter dieselbe Funktion zuteil, welche sonst eine Diode erfüllt. Dem Steuergitter wird eine solche Vorspannung erteilt, daß ein geringer Gitterstrom fließt. Im einzelnen können die Schaltungen, welche bei der Gittergleichrichtung verwendet werden, noch bedeutende Unterschiede zeigen.

In Abb. 43 ist die Verwendung einer Hochfrequenzpentode als Gittergleichrichter mit Widerstandskopplung gezeichnet worden. Hiermit ist gemeint, daß die niederfrequente Wechselspannung im Anodenkreis über einem Widerstand entsteht, und von hier aus an die nächste Niederfrequenzverstärkerröhre weitergeleitet wird. Bei dieser Verwendungsart sind in erster Linie die Messung der Detektorverstärkung und der Verzerrung wichtig. Unter Detektorverstärkung versteht man bei vorgegebener Modulationstiefe des völlig verzerrungsfreien Eingangssignals das Verhältnis der niederfrequenten Spannungsamplitude zwischen Anode und Kathode zur hochfrequenten Spannungsamplitude zwischen Steuergitter und Kathode. Diese Verstärkung ist der Modulationstiefe des Eingangssignals proportional. Die niederfrequente Spannung am Röhrenausgang wird im allgemeinen, wenn die Modulation frei von Obertönen ist, einen gewissen Prozentsatz solcher Obertöne zeigen. Es sei

Abb. 43. Pentode als Gittergleichrichter. Die Röhre E F 6 geschaltet als Gittergleichrichter mit Widerstandskopplung.

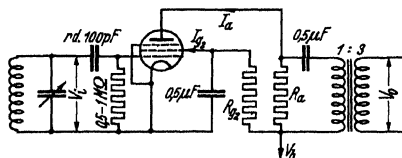



Abb. 44. Röhre E F 6, geschaltet als Gittergleichrichter mit Transformatorkopplung 1 : 3 und Parallelspeisung durch einen Widerstand R_a.

A_1 die Amplitude der niederfrequenten Ausgangsspannung mit der gleichen Frequenz wie die Modulation (Grundfrequenz), weiterhin A_2 die Amplitude der niederfrequenten Ausgangsspannung mit der doppelten Frequenz, A_3 mit der dreifachen Frequenz, usw. der Modulation. Dann ist als Verzerrung die Größe

$$d = (-A_1 + \sqrt{A_1^2 + A_2^2}$$

bezeichnet.

In der untenstehenden Tabelle sind verschiedene Meßwerte zusammengestellt worden, welche auf das Schaltbild (Abb. 43) Bezug haben.

Anodenwiderstand $Ra = 0{,}2\ M\Omega$; Schirmgitterwiderstand $Rg_2 = 0{,}5\ M\Omega$.

Anodenspannung Vb (V)	Anodenstrom Ia (mA)	Schirmgitterstrom Ig_2 (mA)	Detektorverstärkung ($m = 0{,}3$)[1]	Modulationstiefe ($m = 0{,}3$)		Modulationstiefe ($m = 0{,}1$)	
				Vo_{max} (V)	Verzerrung d (%)	Vo_{max} (V)	Verzerrung d (%)
250	1,1	0,34	19,6	16	9	5,4	2,0
200	0,89	0,32	18,3	13,5	8	4,5	2,8
150	0,65	0,22	16,4	8,9	8	2,9	3
100	0,42	0,13	14,6	5,1	9	1,6	4

[1] Bei einer $Vo = 2$ V.

In Abb. 44 ist eine Schaltung gezeichnet, wobei eine Hochfrequenzpentode als Gittergleichrichter mit Transformatorkopplung zur nächsten Niederfrequenzverstärkerstufe verwendet ist. Für diese Schaltung können die gleichen Größen gemessen werden wie oben bei der Widerstandskopplung.

Bei der Verwendung einer Tetrode oder einer Pentode als Anodengleichrichter ist das Steuergitter so weit negativ gegenüber der Kathode, daß gar kein Gitterstrom läuft und ohne Eingangswechselspannung auch fast kein Anodenstrom. Die Stärke der Anodenstromstöße, wenn auf das Steuergitter ein moduliertes Hochfrequenzsignal gebracht wird, ändert sich im Rhythmus der Modulation. Durch eine passende Zusammenstellung von Widerstand und Kapazität im Anodenkreis (Abb. 45) kann man den niederfrequenten Anodenstromanteil vom hochfrequenten trennen, und auf diese Art eine Gleichrichterwirkung der Röhre zustande bringen. Der Widerstand R_k in Abb. 45 ist 10—20 kΩ.

Abb. 45. Schaltung einer Pentode als Anodengleichrichter.

Schrifttum: *1*, 50, *64*, *104*, *106*, *188*, *200*, *274*, *276*, *277*.

Abschnitt II. Mischröhren.

§ 18. Das Prinzip der Frequenzmischung. Radioempfangsgeräte nach dem Überlagerungsprinzip arbeiten folgendermaßen: Das modulierte hochfrequente Eingangssignal wird zunächst hochfrequent verstärkt, wobei diese Verstärkung von der Antenne aus evtl. auch ohne Verwendung von Verstärkerröhren, lediglich durch geeignete Ankopplung an hochfrequente Schwingungskreise stattfinden kann. Das verstärkte hochfrequente Eingangssignal wird sodann einem unmodulierten hochfrequenten Signal mit einer etwas abweichenden Frequenz überlagert. Diese Überlagerung findet in der Mischstufe statt, welche die Mischröhre enthält. Als Ergebnis der Überlagerung entsteht am Ausgang der Mischstufe ein moduliertes Signal, dessen Trägerfrequenz gleich der Differenz der Frequenzen der beiden obengenannten Signale ist. Diese Ausgangsfrequenz der Mischstufe wird als Zwischenfrequenz bezeichnet und ist im allgemeinen niedriger als die Eingangsfrequenz. Es findet nun eine ein- oder mehrstufige Verstärkung des modulierten zwischenfrequenten Signals statt und darauf eine Gleichrichtung und Niederfrequenzverstärkung der üblichen Art. Während die hochfrequente Eingangsspannung bei einem Radiogerät in einem größeren Wellenbereich veränderlich ist, ist die Zwischenfrequenz für alle hochfrequenten Eingangssignale die gleiche.

Der Vorzug eines Empfangsgeräts nach dem Überlagerungsprinzip besteht wesentlich darin, daß die Verstärkung zwischen der Mischstufe und dem Gleichrichter bei allen Eingangsfrequenzen nur für eine einzige Zwischenfrequenz durch geführt werden muß.

Aus dem obigen geht hervor, daß ein Überlagerungsempfänger stets einen Wechselspannungserzeuger enthalten muß, nämlich für die Erzeugung des zweiten unmodulierten Hochfrequenzsignals, das dem Eingangssignal überlagert wird. Dieser sog. Oszillatorteil der Mischstufe kann mit dem Überlagerungsteil vereinigt werden zu einer kombinierten Oszillatormischröhre oder aber es kann hierfür eine getrennte Röhre verwendet werden.

Die Arbeitsweise einer Mischröhre ist stets so, daß die Steilheit im Rhythmus der Oszillatorfrequenz schwankt. Wenn ω_h die Kreisfrequenz des Oszillators bezeichnet, so kann die entstehende Steilheit durch eine Fouriersche Reihe dargestellt werden, deren Grundfrequenz gleich ω_h ist:

$$S = S_g + S_1 \sin \omega_h t + S_2 \cos 2\,\omega_h t + S_3 \sin 3\,\omega_h t + \cdots$$

Die Reihenfolge der Sinus- und Cosinusglieder ist durch den Symmetriecharakter der Anodenstrom-Zeit-Kurve bedingt. Bei einem hochfrequenten Eingangssignal der Mischstufe: $E_i \sin \omega_i t$ entsteht infolge der obengenannten Steilheit ein Anodenwechselstrom der Mischröhre, die eine Komponente: $E_i \sin \omega_i t \cdot S$ besitzt. Durch Zerlegung dieses Anodenstroms erhält man leicht die Zwischenfrequenzkomponente $i_0 \cos(\omega_h - \omega_i)\,t = \frac{1}{2} E_i S_1 \cos \omega_0 t$. Dieser zwischenfrequente Anodenwechselstrom erzeugt auf einem Anodenschwingungskreis, der auf die Zwischenfrequenz abgestimmt ist, eine zwischenfrequente Wechselspannung $E_0 \cos \omega_0 t$. Man nennt das Verhältnis E_0/E_i die Mischverstärkung oder Überlagerungsverstärkung der Stufe, während die Größe $S_1/2$ gleich S_c die Überlagerungssteilheit der Mischröhre genannt wird.

Schrifttum: *73, 281, 316.*

§ 19. Tetroden und Pentoden als Mischröhren.

In Abb. 46 ist ein Schaltbild für die Verwendung von Pentoden als Mischröhre gezeichnet. Hierbei ist zwischen dem Steuergitter und Erde ein Eingangskreis geschaltet, der in der Zeichnung direkt mit der Antenne verbunden ist. Zwischen Erde und Kathode befindet sich eine kleine Spule, welche induktiv mit dem nicht gezeichneten Oszillatorteil der Mischstufe gekoppelt ist. Aus der Antenne kommt auf den Eingangskreis ein Eingangssignal mit der Amplitude E_i. Vom Oszillator her wird auf die Spule eine Hilfswechselspannung induziert, deren Ampli-

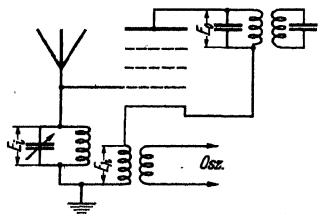



Abb. 46. Prinzipschaltbild einer Hochfrequenzpentode als Mischröhre. In der Spule zwischen Kathode und Erde wird vom Oszillator her eine Wechselspannung $E_h \sin \omega_h t$ induziert. Gleichspannungsanschlüsse sind der Übersichtlichkeit halber fortgelassen.

tude E_h beträgt. Infolge der Mischung entsteht über dem Anodenkreis eine Wechselspannung, deren Frequenz gleich der Differenz der Eingangsfrequenz und der Hilfsfrequenz ist und deren Amplitude E_0 beträgt. Diese Wechselspannung wird dann über dem sog. Zwischenfrequenztransformator zum Gitter der Zwischenfrequenzverstärkerröhre geführt. Das Verhältnis E_0/E_i nennt man die Überlagerungsverstärkung der Mischröhre. Sie hängt nicht nur von den Röhrendaten ab, sondern auch von der Qualität des Anodenschwingungskreises. Dieser Schwingungskreis besitzt für ihre Abstimmfrequenz eine Impedanz, die gleich einem Widerstand R ist. Genau wie bei der Hochfrequenzverstärkung hat die Röhre anodenseitig einen gewissen Widerstand, den wir effektiven Innenwiderstand R_i der Mischröhre nennen. Die Bestimmung dieses Innenwiderstandes der Mischröhre unter den vorliegenden Betriebsbedingungen ist einfach. Hierbei gehen wir von der im allgemeinen stets erfüllten Voraussetzung aus, daß die Zwischenfrequenz kein exakter rationeller Bruchteil der Eingangsfrequenz ist. In diesem Fall legt man an das Steuergitter gegenüber der Kathode die unter Betriebsverhältnissen notwendige Vorspannung an. Außerdem kommt zwischen Steuergitter und Kathode die Hilfswechselspannung mit der Amplitude E_h, während das Schirmgitter die vorgeschriebene positive Spannung erhält. Die Anodengleichspannung wird ebenfalls auf den vorgeschriebenen Wert gebracht und sodann um diesen Wert herum um den Betrag ΔV verändert. Hierbei ändert sich der Anodengleichstrom, ebenfalls unter den genannten Betriebsverhältnissen gemessen, um den Betrag Δi. Es ist dann $R_i = \Delta V / \Delta i$. Dieser effektive Innenwiderstand der Mischröhre ist in Reihe mit dem Außenwiderstand R geschaltet. Wenn nun noch die im vorigen Paragraphen genannte Überlagerungssteilheit S_c bekannt ist, so erhält man die Überlagerungsverstärkung g_c aus der Gleichung (vgl. § 3):

Es handelt sich für die Berechnung der Überlagerungsverstärkung also jetzt darum, die Überlagerungssteilheit S_c aus der Röhrencharakteristik und den Betriebsbedingungen zu bestimmen. In Abb. 47 ist im oberen Teil die Steilheit einer Hochfrequenzpentode als Funktion der negativen Steuergittervorspannung gezeichnet. Im unteren Teil der Abbildung ist, zunächst mit einer vertikalen Zeitachse (π gleich einer halben Periode), die Hilfswechselspannung gezeichnet, welche nach Abb. 46 zwischen Kathode und Erde und somit auch zwischen Kathode und Steuergitter kommt. Hierbei ist vorausgesetzt, daß die Impedanz in der Röhre (in Hauptsache eine Kapazität) zwischen Steuergitter und Kathode für die in Frage kommenden Frequenzen groß ist gegen die Impedanz zwischen Steuergitter und Erde, also gegen die Impedanz des Eingangskreises für die Hilfsfrequenz. Diese Bedingung ist in der Praxis, außer

im Kurzwellengebiet, meistens erfüllt. Im unteren Teil der Abb. 47 ist die Hilfswechselspannung so gezeichnet worden, daß die gesamte Steuerspannung des ersten Gitters nie geringer wird als —2 V. Dies bezweckt, den Gitterstrom mit Sicherheit zu vermeiden, sogar wenn noch ein Eingangssignal von z. B. einigen Zehntel Volt vorhanden ist. Aus dem oberen Teil der Abb. 47 ist nun sofort zu konstruieren, wie unter dem Einfluß der Hilfswechselspannung und der Steuergittervorspannung die Steilheit als Funktion der Zeit verläuft. Die erhaltene Kurve ist ebenfalls im unteren Teil von Abb. 47 gezeichnet. In Abb. 48 ist für die gleiche Hochfrequenzpentode bei $E_h = 2$ V und einer Steuergitterspannung von —4 V der Verlauf der Steilheit (ausgezogen) und des Anodenstroms (gestrichelt) als Funktion der Zeit (eine Einheit der horizontalen Achse gleich einer halben Periode der Hilfswechselspannung) gezeichnet. Die Abb. 49 und 50 enthalten die gleichen Daten für dieselbe und für eine andere Hochfrequenzpentode bei verschiedenen Werten der Hilfswechselspannung und der Steuer-

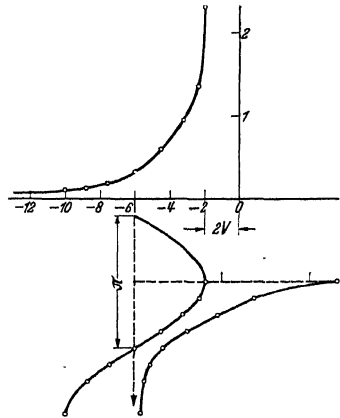



Abb. 47. Oberer Teil: Ordinate Steilheit mA/V, Abszisse: negative Steuergittervorspannung. Kurve gibt Steilheit als Funktion der Gittervorspannung bei einer Pentode. Im unteren Teil ist eine

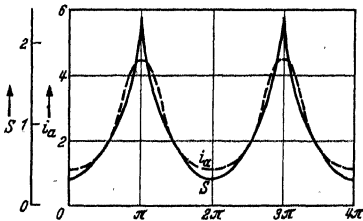



Abb. 48. Steilheit S (mA/V) und Anodenstrom i_a (gestrichelt mA) als Funktion der Zeit (eine Periode der Gitterwechselspannung gleich 2π) für die Röhre von Abb. 47, wobei das Steuergitter eine Vorspannung —4 V und eine Wechselspannung von 2 V Scheitelwert erhält.

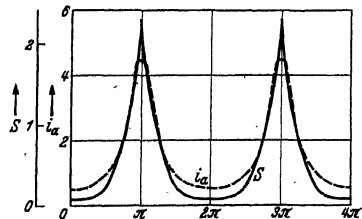



Abb. 49. Dieselben Größen wie in Abb. 48. Röhre wie in Abb. 47 (Pentode) mit — 6 V Vorspannung und 4 V Scheitelwert Wechselspannung auf dem Steuergitter.

gitterspannung. Wie im vorigen Paragraphen erwähnt, erhält man die Überlagerungssteilheit S_c dadurch, daß die gezeichneten Steilheitskurven in eine Fouriersche Reihe zerlegt werden. Diese Zerlegung kann leicht durchgeführt werden, wenn man aus den obigen Abbildungen bemerkt, daß der Verlauf der Steilheit und jener des Anodenstroms als

Funktion der Zeit näherungsweise durch Dreiecke, wie in Abb. 51, ersetzt werden kann. Die Grundkomponente der Fourierschen Reihe für eine solche Dreiecksfigur ist gleich der doppelten Überlagerungssteilheit und wird gegeben durch die Gleichung:

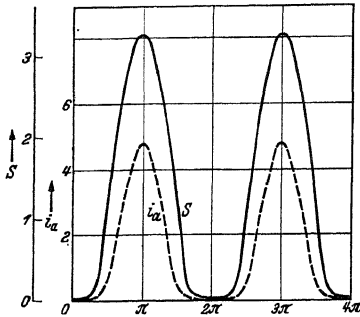



Abb. 50. Dieselben Größen wie in Abb. 48. Andere Röhre als in Abb. 47 (Pentode) mit — 3 V Vorspannung und 2 V Scheitelwert Wechselspannung auf dem Steuergitter.

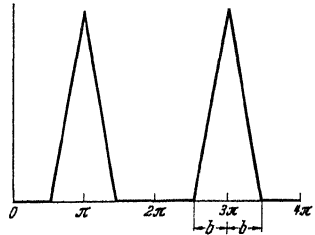



Abb. 51. Vereinfachte Darstellung der Kurven aus Abb. 48, 49 und 50 durch ein Dreieck.

Aus dieser Gleichung, in der S_{max} die maximale, während einer Periode der Hilfswechselspannung erreichte Steilheit bedeutet, also in Abb. 48 etwa 2,3 mA/V, kann leicht die günstigste Einstellung der Mischröhre berechnet werden, um den größten Wert von S_c zu erreichen, wenn der Wert von S_{max} festgehalten wird. Hierzu betrachten wir die folgende Tabelle.

$\frac{1 - \cos b}{b}$	0	$\frac{2}{\pi}$	$\frac{2\frac{1}{4}}{\pi}$	$\frac{2}{\pi}$
b	0	$\frac{\pi}{2}$	$\frac{2\pi}{3}$	π

Aus dieser Tabelle geht hervor, daß der günstigste Wert von b gleich dem dritten Teil einer Periode der Hilfswechselspannung ist. Diese Hilfswechselspannung muß also derart eingestellt werden, daß die Steilheitskurve als Funktion der Zeit ungefähr in dieser Weise verläuft. Wir nennen V jenen Wert der Steuergitterspannung, der einer vernachlässigbaren Steilheit entspricht, also z. B. in Abb. 47 etwa —8 oder —10 V. Weiterhin nennen wir V_0 die Steuergitterspannung, welche der maximalen Steilheit während einer Hilfswechselspannungsperiode entspricht, also in Abb. 47: —2 V. Dann entspricht der oben berechneten günstigsten Einstellung der Wert

Hierbei ist der Faktor 2/3 nicht ganz kritisch, entsprechend den geringen Änderungen von S_c mit b nach obiger Tabelle und kann z. B. zwischen 1/2 und 1 angenommen werden. Mit dem aus der Tabelle folgenden

Wert von b erhält man aus Gl. (19, 2) die Gleichung:

$$S_c = 0{,}23\ S_{\mathrm{ma}} \tag{19,4}$$

Für Meßzwecke bringt man öfters auf das Steuergitter gegen Erde eine Wechselspannung mit einer Frequenz gleich der Zwischenfrequenz, während die Wechselspannung $E_h \sin \omega_h t$ gleichfalls vorhanden ist. Für die Verstärkung eines solchen Signals kommt offenbar der mittlere Wert der Steilheitskurve als Funktion der Zeit in Frage. Diese mittlere Steilheit (arithmetisches Mittel) S_g ist auch sofort durch Fourierzerlegung der Steilheitskurve zu berechnen und wird für eine Dreieckskurve nach Abb. 51 gleich:

$$S_g = \frac{b}{2\pi} S_{\max} = \tfrac{1}{8} S_{\max} = 1{,}45\ S_c\,. \tag{19,5}$$

Hierbei ist im letzteren Teil der Gl. (19,5) für b der günstigste Wert aus der obigen Tabelle eingesetzt worden. Offenbar gibt uns die Gl. (19,5) ein einfaches Mittel, um die Einstellung der Mischröhre experimentell zu kontrollieren. Wenn man zuerst zwischen Steuergitter und Erde eine hochfrequente Wechselspannung mit der Eingangsfrequenz und darauf bei gleicher Amplitude eine Wechselspannung mit der Zwischenfrequenz bringt, so müssen die zwischenfrequenten Spannungen auf dem Anodenkreis sich verhalten wie S_c zu S_g.

Schrifttum: *65, 275, 276, 279,* vgl. auch § 20.

§ 20. Günstigste Einstellung der Mischröhre in bezug auf Rauschen durch Schroteffekt. Genau wie bei Hochfrequenzverstärkerröhren (vgl. § 10) entsteht auch bei Mischröhren infolge der statistischen Schwankungen des Anodenstromes ein gewisses Rauschen im Lautsprecher des Empfangsgeräts. Durch die genannten Schwankungen des Anodenstromes wird der Anodenschwingungskreis (Zwischenfrequenzkreis) jedesmal angestoßen und es entsteht über diesem Kreis eine Wechselspannung, deren Frequenz das ganze Abstimmgebiet dieses Kreises umfaßt (Frequenzband). Wie im Fall der Hochfrequenz-Verstärkerröhren ist auch hier diese infolge des Schroteffektes entstehende Wechselspannung näherungsweise proportional mit $(i_a)^{1/2}$, wobei i_a der Anodengleichstrom ist. Wir nehmen an, daß der innere Widerstand der Mischröhre groß ist gegen die Impedanz des Anodenschwingungskreises für die Zwischenfrequenz. In diesem Fall kann die Wirkung der genannten Anodenwechselspannung auch dargestellt werden durch eine Wechselspannung auf dem Eingangsgitter der Mischröhre, mit dem gleichen Frequenzband wie die Anodenwechselspannung. Diese äquivalente Gitterwechselspannung des Schroteffekts ist dann angenähert proportional zu $\sqrt{i_a}/S_c$. Der Betrag dieser Wechselspannung ist größer, je breiter unter sonst gleichen Verhältnissen die Abstimmkurve des Anodenschwingungskreises ist. Nimmt man an, diese Abstimmkurve habe eine genaue rechteckige Gestalt (was

Für $a = 60°$ kann wieder das Verhältnis zwischen S_c, $S_{\max}$ und S_g berechnet werden. Hierbei ist, wie in § 19, S_g die Steilheit der Mischröhre für ein Eingangssignal der Zwischenfrequenz, beim Vorhandensein der normalen Oszillatorwechselspannung auf dem dritten Gitter. Man findet:

$$S_c = 0{,}27\, S_{\max} = 0{,}83\, S_g\,. \tag{21,2}$$

Wir betrachten jetzt die Vorgänge der Elektronenströmung in der Hexode, als Mischröhre verwendet, etwas genauer. Die Elektronen werden von der positiven Spannung des zweiten Gitters durch das erste Gitter hindurchgesaugt. Man vergleiche die in Abb. 32 schematisch dargestellte Potentialverteilung in der Hexode als Mischröhre. Das dritte Gitter hat während der positiven Schwungperiode der Hilfswechsel-

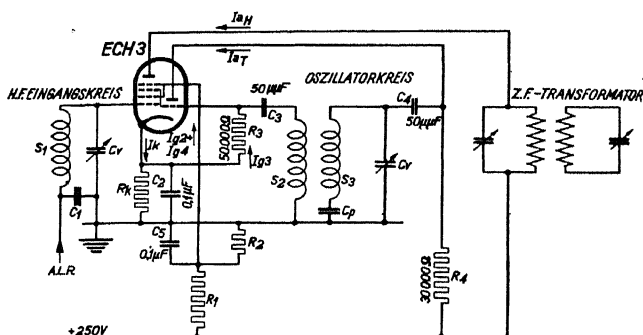



Abb. 54. Schaltbild der Mischröhre E C H 3 (Philips), die aus einer Hexode mit angebauter Triode (auf derselben Kathode angeordnet) besteht, als selbstschwingende Röhre. A. L. R. heißt: Automatische Lautstärken-Regelung.

spannung eine Spannung, die ungefähr gleich dem Kathodenpotential ist. Während der negativen Schwungperiode der Hilfswechselspannung ist die Spannung des dritten Gitters aber stark negativ in bezug auf die Kathode. Im ersten Fall gehen die Elektronen durch das dritte Gitter hindurch und werden dann zur Anode gesaugt. Im zweiten Fall aber bildet sich vor dem dritten Gitter eine Raumladung durch die Abbremsung des Elektronenstromes. Die Elektronen werden vor dem dritten Gitter zur Umkehr gezwungen und gelangen durch die Saugwirkung des zweiten Gitters durch dieses zweite Gitter hindurch wieder in die Nähe des ersten Gitters, kehren dort wieder um, werden wieder vom zweiten Gitter angesaugt usw. Hieraus geht hervor, daß sich vor dem dritten Gitter während der negativen Schwungperiode eine starke Raumladung ausbildet. Aber auch zwischen dem ersten und dem zweiten Gitter bildet sich eine, zwar viel schwächere, Raumladung. Diese letzte Raumladung ist als Ursache des Induktionseffekts anzusehen (vgl. § 32, 70 und § 75).

Neuerdings baut man oft eine Mischhexode zusammen mit einer Schwingtriode in einem Vakuumkolben (vgl. Abb. 54).

Schrifttum: *139, 166, 233, 267, 268, 271, 275, 276, 279, 312*, sowie §79.

§ 22. Die Oktode als Mischröhre. Während die Hexode bei der Verwendung als Mischröhre einen getrennten Oszillatorteil braucht, wofür meistens eine Triode verwendet wird (vgl. Abb. 54), vereinigt die Oktode den Röhrenteil der gesamten Mischstufe unter Benutzung eines einzigen Elektronenstromes. In Abb. 55 ist die Schaltung einer Oktode bei Verwendung als Mischröhre gezeichnet, während in Abb. 56 ein Querschnitt durch die Gitterkonstruktion einer Oktode (Gitter sind von der Kathode an numeriert) dargestellt ist. Das erste Gitter der Oktode bildet zusammen mit den beiden Stäbchen, die als zweites Gitter funktionieren, eine Triode. Dieser Triodenteil ist, wie aus Abb. 55 zu ersehen, als Wechselspannungserzeuger geschaltet. Infolge der Rückkopplung vom Anodenkreis auf den Steuergitterkreis der Triode wird irgendein Spannungsimpuls, der in diesem Kreis entsteht, verstärkt und baut sich selbst zu einer Wechselspannung auf, deren Frequenz durch die Abstimmfrequenz des Steuergitterkreises bestimmt ist. Die Amplitude der Wechselspannung hängt von den verschiedenen in der Oszillatorschaltung vorhandenen Dämpfungseffekten ab. Sie kann durch Veränderung der Rückkopplung weitgehend geändert werden und wird meistens auf etwa 8 V effektiv eingestellt. Durch den Widerstand R_5 (z. B. 50 000 Ω) und den Kondensator C_1 zwischen Steuergitter der Triode und Kathode findet eine Gleichrichtung dieser Steuergitterwechselspannung statt, wodurch das Steuergitter gegenüber der Kathode eine konstante negative Steuergittervorspannung erhält. Diese Vorspannung wächst, wenn die Gitterwechselspannung größer wird. Das dritte Gitter der Oktode dient dazu, das vierte Gitter, das als Eingangsgitter für das Hochfrequenzsignal dient, vom Oszillatorteil abzuschirmen. Das fünfte

Abb. 55. Schaltbild der Oktode E K 2 als selbstschwingende Misch- ... R_1 = 550, R_2 = 1000, R_3 = 5000, R_4 = 1500, R_5 = 50 000 Ω.

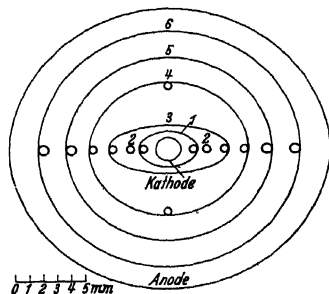



Abb. 56. Querschnitt durch das Gittersystem einer Oktode in einer Ebene senkrecht zur Kathodenachse.

Gitter ist mit dem dritten in der Röhre verbunden und wirkt als Abschirmung des vierten Gitters von der Anode. Das Eingangssignalgitter 4 erhält eine negative Vorspannung, welche mindestens etwa 1,5 V beträgt. Hierdurch bildet sich vor diesem vierten Gitter eine virtuelle Kathode. Von dieser virtuellen Kathode an bis zur Anode gerechnet hat man eine Pentode vor sich. Die Stärke der Raumladung in der virtuellen Kathode vor dem vierten Gitter wechselt im gleichen Rhythmus wie die Wechselspannung des ersten Gitters.

Die Darstellung des Mischprozesses verläuft nun ungefähr wie jene bei der Hexode. In Abb. 57 ist im oberen Teil die Steilheit der Anode in bezug auf das vierte Gitter als Funktion der Vorspannung des ersten Gitters der Oktode bei fester Spannung des vierten Gitters dargestellt worden. Die gleiche Kurve gibt in anderem Maßstab den Anodenstrom als Funktion der Vorspannung des ersten Gitters bei fester Spannung des vierten Gitters. Wenn nun das erste Gitter, wie oben erwähnt, eine Wechselspannung zusammen mit einer negativen Vorspannung erhält, wie im unteren Teil der Abb. 57 gezeichnet, so verläuft die Steilheitskurve als Funktion der Zeit wie im rechten Teil von Abb. 57 dargestellt.

Abb. 57. Links oben: Steilheit $\partial I_a/\partial V_4$ einer Oktode als Funktion der Vorspannung V_1 auf Gitter 1. Links unten: Vorspannung und Oszillatorspannung auf Gitter 1. Rechts: Steilheit als Funktion der Zeit infolge der Oszillatorspannung auf Gitter 1. Die Kurven im oberen Teil stellen in anderem Maßstab auch näherungsweise den Anodenstrom als Funktion der Vorspannung auf Gitter 1 bzw. der Zeit dar.

Diese Steilheitskurve als Funktion der Zeit kann in eine Fourierreihe zerlegt werden, und die halbe Amplitude der Grundkomponente ist wieder gleich der Überlagerungssteilheit. Wie aus Abb. 57 zu ersehen, kann die Steilheitskurve und die Anodenstromkurve als Funktion der Zeit durch eine Rechteckskurve, wie in Abb. 53, angenähert werden. Es gelten deshalb für die Oktode dieselben Gleichungen, welche im vorigen § 21 für die Hexode abgeleitet wurden.

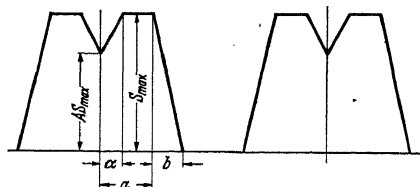



Abb. 58. Schematische Darstellung der Steilheit als Funktion der Zeit bei Mischröhren.

Die Annäherung der Steilheitskurve als Funktion der Zeit durch Rechtecke läßt sich nicht immer genau durchführen. Es ist deshalb

nützlich, eine bessere Annäherung, etwa durch eine trapezförmige Kurve mit einer Einschnürung in der Mitte, wie in Abb. 58 gezeichnet, vorzunehmen. Diese Form tritt, angenähert, öfters auf (vgl. Abb. 61). Die Fourierzerlegung dieser Trapezkurve lautet unter Benutzung der Bezeichnungen von Abb. 58:

$$S = S_g + S_1 \sin \omega_h t + S_2 \cos 2\,\omega_h t + S_3 \sin 3\,\omega_h t + \cdots;$$

$$S_g = \frac{1}{2\pi} S_{max} \left[2\,a + b - \alpha\,(1 - A)\right];$$

$$S_1 = \frac{2}{\pi} S_{max} \left[\frac{1 - A}{\alpha} (\cos \alpha - 1) + \frac{\cos a - \cos (a + b)}{b}\right];$$

$$S_n = \frac{2}{\pi} \frac{S_{max}}{n^2} \left[\frac{1 - A}{\alpha} (\cos n\alpha - 1) + \frac{\cos n\,a - \cos n\,(a + b)}{b}\right]$$

Schrifttum: *166, 183, 260, 270, 271, 275, 276, 279*, sowie § 74.

§ 23. Exakte Berechnung der Überlagerungssteilheit aus der statischen Röhrencharakteristik bei Mischpentoden. Wir wenden uns zunächst den Pentodenmischröhren zu. Wie bereits im § 5 dargestellt, kann die statische Charakteristik (Anodenstrom als Funktion der Steuergitterspannung) gut durch eine Summe von Exponentialfunktionen angenähert werden:

$$i_a = A_1 \exp (a_1 V) + A_2 \exp (a_2\,V) + \cdots.$$

In der folgenden Rechnung betrachten wir nur eine Exponentialfunktion. Es ist dann ohne weiteres klar, wie mit einer Summe von Exponentialfunktionen zu verfahren ist.

Die Gitterspannung V setzt sich zusammen aus einer negativen Vorspannung V_0, einer Oszillatorwechselspannung $E_h \sin \omega_h t$ und einer Eingangssignalspannung $E_i \sin \omega_i t$. Wir machen Gebrauch von der Entwicklungsgleichung (vgl. § 52):

$$\exp (E \sin \omega t) = I_0 (jE) + 2\,[I_2(jE) \cos 2\,\omega t + I_4(jE) \cos 4\,\omega t + I_6 (jE) \cos 6\,\omega t + \cdots]$$
$$+ \frac{2}{j} [I_1(jE) \sin \omega t + I_3(jE) \sin 3\,\omega t + I_5(jE) \sin 5\,\omega t + \cdots].$$

Hierbei ist $j = +\sqrt{-1}$ und $I_n(jE)$ eine Besselsche Funktion erster Art, n-ter Ordnung mit dem Argument jE. Diese Funktionen sind alle tabelliert, so daß numerische Rechnungen bequem mit ihnen auszuführen sind (vgl. § 52).

Beim Substituieren von

$$V = V_0 + E_i \sin \omega_i t + E_h \sin \omega_h t$$

in die Exponentialfunktion erhält man ein Produkt zweier Fourierreihen der gerade angegebenen Art, wobei die Grundkreisfrequenz der einen ω_i und jene der zweiten ω_h beträgt. Aus diesem Produkt suchen wir nun alle Glieder heraus, die multipliziert eine Kreisfrequenz $\omega_0 = \omega_h - \omega_i$ ergeben. Man überzeugt sich leicht davon, daß hierzu nur ein

einziges Glied der einen Reihe mit einem einzigen der zweiten Reihe multipliziert werden muß:

$$\frac{2}{j} I_1 \ldots \qquad \ldots \sin \omega_i t \qquad \frac{2}{j} \ldots$$

Die Anodenstromkomponente der Kreisfrequenz ω_0 ergibt sich hieraus zu

$$(23{,}1) \qquad i_0 \cos\omega_0 t = A \exp\,(a\,V_0) \frac{1}{j}\, I_1\,(j\,a\,E_h) \cdot \frac{2}{j} I_1\,(j\,a\,E_i)\, \cos\,(\omega_h - \omega_i)\, t\,.$$

Es kann nun fast immer angenommen werden, daß $a E_i$ klein gegen eins ist. Hierdurch vereinfacht sich der Ausdruck Gl. (23,1) zu:

$$(23{,}2) \qquad \dot{i}_0 = A \exp\,(a\,V_0) \frac{1}{j}\, I_1\,(j\,a\,E_h)\, a\,E_i\,.$$

Aus dieser Gleichung kann die Überlagerungssteilheit unmittelbar abgelesen werden:

$$(23{,}3) \qquad S_c = i_0/E_i = a\,A \exp\,(a\,V_0) \frac{1}{j}\, I_1\,(j\,a\,E_h)\,.$$

Bei mehreren Exponentialfunktionen in der Darstellung der Röhrencharakteristik entsteht rechts eine Summe von Gliedern, deren jedes die angegebene Gestalt hat.

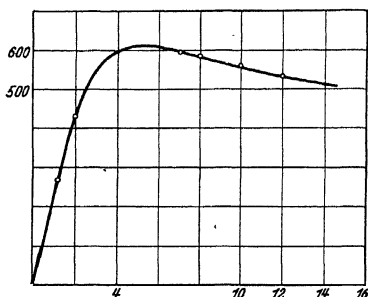



Abb. 59. Überlagerungssteilheit (Ordinate) in μA/V als Funktion der Oszillatorspannung (Abszisse, Scheitelwert in Volt) für die Röhre aus Abb. 47, vgl. Abb. 13b, wobei der Scheitelwert der Oszillatorspannung stets um 1,8 V kleiner ist als der Absolutwert der negativen Vorspannung. Punkte gemessen. Kurve berechnet nach Gl. (23,3) (vgl. Abb. 13).

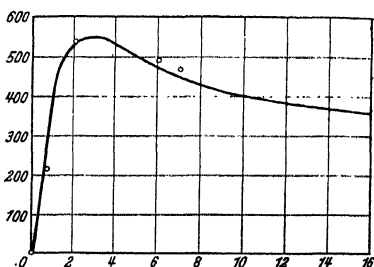



Abb 60. Wie Abb. 59, aber für die Röhre R C A 58 (vgl. Abb. 13) und mit dem Scheitelwert der Oszillatorspannung gleich der negativen Gittervorspannung. Punkte gemessen, Kurve berechnet.

Für zwei der Röhren, deren Charakteristik in Abb. 13 dargestellt ist, wurde nach Gl. (23,3) die Überlagerungssteilheit als Funktion von E_h berechnet, wobei die Summe von E_h und V_0 konstant gehalten wurde. Aus den Abb. 59 und 60 ist zu ersehen, daß diese berechneten Überlagerungssteilheiten (vgl. § 52) sehr gut mit den gemessenen Werten übereinstimmen. Weiterhin ist aus diesen Abbildungen auch deutlich das Maximum der Überlagerungssteilheit als Funktion von E_h, unter der Bedingung, daß $E_h + V_0$ konstant ist, zu ersehen. Dieses Maximum ist ganz in Übereinstimmung mit den Näherungsberechnungen in § 19.

Schrifttum: *118, 166, 168, 275, 276, 279*, vgl. auch § 52.

§ 24. Berechnung der Überlagerungssteilheit bei Hexoden und Oktoden. Die oben für Mischröhren vom Pentodentyp durchgeführte Rechnung kann formal sofort auf Hexoden und Oktoden übertragen werden. Bei diesen letztgenannten Röhren hängt der Anodenstrom von den Steuerspannungen zweier Gitter (bei Hexoden erstes und drittes Gitter, bei Oktoden erstes und viertes) ab. Diese Steuerspannungen seien mit V_a und V_b bezeichnet. Dann kann als analytischer Ausdruck dieser Abhängigkeit angenommen werden:

$$= C_1 \exp(a_1 V_a + b_1 V_b) + C_2 \exp(a_2 V_a \quad {}_2 V_b) + C_3 \exp(a_3 V_a + \tag{24,1}$$

Ebenso wie für die Darstellung des Anodenstromes durch eine Reihe von Exponentialgliedern mit einer Steuerspannung, kann auch von obiger Darstellung mathematisch bewiesen werden, daß jede Funktion i von V_a und V_b durch eine Reihe wie Gl. (24,1) mit geeigneten Konstanten C_1, C_2, C_3; a_1, a_2, a_3; b_1, b_2, b_3 usw. beliebig genau angenähert werden kann. Es ist aber viel schwieriger, diese Konstanten im Fall Gl. (24,1) zu bestimmen, als im Falle einer einzigen Steuergitterspannung. Die Berechnung der Überlagerungssteilheit kann aus Gl. (24,1) nach genau dem gleichen Rezept durchgeführt werden, wie im § 23 ausgeführt.

Wir werden aber für die praktische Berechnung der Überlagerungssteilheit von Hexoden und Oktoden aus den statischen Charakteristiken einen anderen Weg gehen, der direkt an die Betrachtungen in § 21 anschließt. Diese Methode nimmt ihren Ausgang von der Steilheitskurve als Funktion der Zeit (Abb. 52 und 57). Diese Kurve wird nun nach einem bekannten Näherungsverfahren in eine Fourierreihe zerlegt. Insbesondere wird die Amplitude der Grundharmonischen berechnet. Wir verteilen hierzu eine ganze Periode in $4n$ gleiche Teile. Aus der Symmetrie der Steilheitskurve als Funktion der Zeit folgt, daß es genügt, die Steilheit in $2n$ Intervallen zu kennen. Da während der negativen Schwungperiode der Oszillatorwechselspannung die Steilheit in vielen Fällen verschwindend klein ist, genügen dann sogar nur n-Intervalle (1/4 Periode).

Aus der gemessenen Steilheitskurve (Abb. 52 und 57) als Funktion der Hilfsgitterspannung (drittes Gitter der Hexode, erstes Gitter der Oktode) wird der Steilheitswert abgelesen für folgende Spannungen des Hilfsgitters:

$$V_1 = -V + E_h; \quad V_2 = -V + E_h \cos\frac{\pi}{2n}; \quad V_3 = -V + E_h \cos 2\frac{\pi}{2n}$$

$$V_{2n+1} = -V + E_h \cos 2n\frac{}{2n}$$

Die hierzu gehörigen Steilheitswerte sind: $S_1, S_2, S_3, \ldots, S_{2n+1}$. Der Wert $-V$ stellt die konstante negative Vorspannung des Hilfsgitters dar, um die herum die Oszillatorwechselspannung mit der Amplitude E_h

schwingt. Die Überlagerungssteilheit wird aus den genannten Werten S_1, S_2 usw. erhalten durch die aus der numerischen Fourierzerlegung bekannte Gleichung:

(24,2)

$$+ \cdot \qquad \cos 2n -$$

Praktisch wird es meistens genügen $4n = 64$ anzunehmen. Für diesen Fall gilt:

cos . '32 = 0,995	$\cos 9\pi/32 = 0{,}634$
$\cos 2\pi/32 = 0{,}981$	$\cos 10\pi/32 = 0{,}555$
$\cos 3\pi/32 = 0{,}957$	$\cos 11\pi/32 = 0{,}471$
$\cos 4\pi/32 = 0{,}925$	$\cos 12\pi/32 = 0{,}383$
$\cos 5\pi/32 = 0{,}882$	$\cos 13\pi/32 = 0{,}290$
$\cos 6\pi/32 = 0{,}832$	$\cos 14\pi/32 = 0{,}195$
$\cos 7\pi/32 = 0{,}773$	$\cos 15\pi/32 = 0{,}098.$
$\cos 8\pi/32 = 0{,}707$	

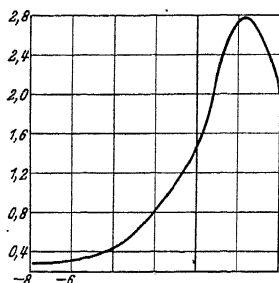



Abb. 61. Ordinate: Steilheit $\partial I_a/\partial V_1$ in mA/V als Funktion der Vorspannung auf dem Gitter 1 in Volt (Abszisse) bei einer Oktode.

Als Beispiel betrachten wir eine Oktode. Es wurde festgestellt, daß bei 8,0 V eff. Oszillatorwechselspannung das erste Gitter eine negative Vorspannung von 9,5 V erhielt, also $-V = -9{,}5$ V. Es genügt die Betrachtung einer Viertelperiode, wodurch die Gl. (24,2) sich vereinfacht zu:

$$S_c = \frac{1}{2n}\left(\frac{1}{2} S_1 + S_2 \cos\frac{\pi}{2n} + S_3 \cos 2\frac{\pi}{\;\;} \right. \tag{24,3}$$
$$\left. + \frac{1}{\;}\cdot \qquad \cos n\frac{\pi}{2n}\right).$$

Für die Spannungen V_1, V_2 usw. und für die zugehörigen Steilheiten S_1, S_2 usw. erhält man (Abb. 61):

$V_1 =$ 1,80 V, $V_2 = 1{,}70$, $V_3 = 1{,}58$, $V_4 = 1{,}31$, $V_5 = 0{,}91$,
$S_1 =$ 2,65 mA/V, $S_2 = 2{,}64$, $S_3 = 2{,}61$, $S_4 = 2{,}53$, $S_5 = 2{,}30$,
$V_6 = 0{,}45$, $V_7 = -0{,}11$, $V_8 = -0{,}79$, $V_9 = -1{,}51$, $V_{10} = -2{,}35$,
$S_6 = 1{,}90$, $S_7 = 1{,}44$, $S_8 = 1{,}07$, $S_9 = 0{,}79$, $S_{10} = 0{,}54$,
$V_{11} = -3{,}23$, $V_{12} = -4{,}17$, $V_{13} = -5{,}17$, $V_{14} = -6{,}22$, $V_{15} = -7{,}30$,
$S_{11} = 0{,}33$, $S_{12} = 0{,}20$, $S_{13} = 0{,}12$, $S_{14} = 0{,}07$, $S_{15} = 0{,}04$,
$V_{16} = -8{,}39$, $V_{17} = -9{,}50$,
$S_{16} = 0{,}02$, $S_{17} = 0{,}01$.

Hieraus berechnet man: $32\,S_c = 15{,}99$ oder $S_c = 0{,}500$ mA/V.

Auch der Anodengleichstrom kann leicht aus der Anodenstromkurve als Funktion der Hilfsgitterspannung (Abb. 52 und 57) berechnet werden. Hierzu liest man die Stromwerte ab, welche zu den obengenannten

Hilfsgitterspannungen V_1, V_2, V_3 usw. gehören. Sie seien i_1, i_2, i_3 usw. Dann ist der Anodengleichstrom:

$$i_a = \frac{1}{2n}\left(\frac{1}{2} i + i_2 + i_3 \cdots + \frac{1}{2} i_{2n+1}\right). \tag{24,4}$$

Schrifttum: *166, 168, 271, 275, 276, 279*, vgl. auch § 52.

§ 25. Verzerrungen der Überlagerungsverstärkung. Sobald die bei der Überlagerungsverstärkung auftretenden Röhrengrößen: Überlagerungssteilheit und Anodenwiderstand von der Eingangswechselspannung oder von der Ausgangswechselspannung abhängen, werden Verzerrungen auftreten.

Bei Oktoden können Verzerrungen infolge der Abhängigkeit des Anodenwiderstandes von der Ausgangsspannung völlig vernachlässigt werden, wie Abb. 62 lehrt. Dagegen geht aus Abb. 36 hervor, daß dies bei der Hexode nur für nicht zu große Ausgangswechselspannungen gilt. Fügt man noch ein Fanggitter zwischen Schirmgitter und Anode der Hexode ein, so wird dieser Nachteil behoben (Heptode, vgl. Abb. 37).

rom (Ordinate, Anodengleich- bei einer Oktode unter normalen Betriebsverhältnissen (oszillierend).

Wir können uns hier beschränken auf Verzerrungen infolge der Abhängigkeit der Überlagerungssteilheit von der Eingangswechselspannung. Die Berechnung der Verzerrungen soll hier für Pentodenmischröhren durchgeführt werden. Es ist, wie zu Anfang des § 24 bemerkt, einfach, diese Rechnungen formal auf Hexoden und Oktoden zu übertragen. Für die statische Abhängigkeit des Anodenstromes von der Steuergitterspannung nehmen wir eine einzige Exponentialfunktion an. Es ist dann einfach, die Gleichungen für eine Summe solcher Exponentialfunktionen, wie in Wirklichkeit zur Darstellung der Charakteristik notwendig, hinzuschreiben. Nach § 23 haben wir somit für die Überlagerungssteilheit die Gleichung:

$$S_c = A \frac{\exp(a V_0)}{E_i} \frac{1}{j} I_1(jaE_h) \frac{2}{j} I_1(jaE_i). \tag{25,1}$$

Die Reihenentwicklung für $I_1(jaE_i)$ lautet:

$$\frac{2}{j} I_1(jaE_i) = aE_i + \frac{1}{8} a^3 E_i^3 + \cdots.$$

Somit kann man auch die Überlagerungssteilheit, analog wie in § 5, Gl. (5,4), in eine Reihe nach Potenzen von E_i entwickeln:

$$S_c = S_1 + S_3 E_i^2 + \cdots, \tag{25,2}$$

wobei

$$S_1 = A a \exp(a V_0) \frac{1}{j} I_1'(j a E_h)\,,$$

$$S_3 = \frac{1}{8} A a^3 \exp(a V_0) \frac{1}{j} I_1(j a E_h)\,.$$

Wenn nun ein moduliertes Eingangssignal $E_i = E\,(1 + M \cos pt)$ angenommen wird, so kann aus Gl. (25,2), in völliger Analogie mit § 6, die Modulationssteigerung durch die Überlagerungsverstärkung berechnet werden. Wir nennen auch hier M_1^1 die Modulationstiefe des Zwischenfrequenzausgangssignals mit der akustischen Kreisfrequenz (Grundfrequenz) p. Es ist angenähert:

$$\frac{M_1^1 - M}{M} = E^2 \left(2 - \frac{3}{4} M^2\right) \frac{S_3}{S_1}\,. \tag{25,3}$$

Das Zwischenfrequenzsignal ist auch mit den Kreisfrequenzen $2\,p$, $3\,p$ usw. moduliert. Wir nennen M_2^1 seine Modulationstiefe mit der Kreisfrequenz $2\,p$ und finden angenähert:

$$\frac{M_2^1}{M} = E^2 \frac{3}{2} M \frac{S_3}{S_1}\,. \tag{25,4}$$

Man wird bemerken, daß die Gl. (25,3) und (25,4) eine völlige Analogie aufweisen mit den Gl. (6,2) und (6,3) des § 6. Das Analogon der Gl. (6,4) gilt im vorliegenden Falle mit den gleichen Multiplikationskonstanten ebenfalls.

Auch die Kreuzmodulation kann bei der Überlagerungsverstärkung leicht berechnet werden. Hierzu betrachten wir, wie im § 6, zwei Eingangssignale; ein moduliertes $E_K\,(1 + M_K \cos pt) \sin \omega_K t$ und ein unmoduliertes $E_i \sin \omega_i t$. Wir setzen die Summe dieser Eingangssignale in den Exponentialausdruck für die Röhrencharakteristik ein. Es zeigt sich, daß das entstehende Zwischenfrequenzsignal eine Modulationstiefe M_0 mit der Modulationskreisfrequenz p hat, die angenähert:

$$M_0 = 4 \frac{S_3}{S_1} E_K^2 M_K \tag{25,5}$$

beträgt wodurch auch wieder eine völlige Analogie mit der Gl. (6,5) des § 6 hergestellt ist.

Schrifttum: *1, 168, 275, 276, 287.*

§ 26. Regelung der Überlagerungssteilheit. Bei den Mischröhren hat es sich, genau wie bei den Hochfrequenzverstärkerröhren, als notwendig erwiesen, die Verstärkung, im vorliegenden Fall also die Überlagerungsverstärkung, je nach Bedarf herunterregeln zu können.

Wir behandeln zunächst die Regelung der Überlagerungsverstärkung bei der Oktode. Hierzu betrachten wir Abb. 63, welche, genau wie Abb. 61, die Steilheit des vierten Gitters zur Anode als Funktion der

Vorspannung auf dem ersten Gitter zeigt. In Abb. 63 ist aber hierbei noch die Vorspannung des vierten Gitters als Parameter aufgenommen. Man kann nun die Konstruktion der Steilheitskurve als Funktion der Zeit für jede der Kurven aus Abb. 63 durchführen, analog wie in Abb. 57 gezeigt wurde. Aus den entstandenen Steilheitskurven als Funktion der Zeit kann wieder durch Berechnung der ersten Harmonischen (Grundkomponente) die Überlagerungssteilheit erhalten werden. In dieser Weise entsteht die Überlagerungssteilheit als Funktion der Vorspannung auf dem vierten Gitter. Es ist klar, daß bei stärker negativem vierten Gitter die Überlagerungssteilheit heruntergeht. Abb. 64 zeigt eine solche Kurve der Überlagerungssteilheit als Funktion der Vorspannung auf Gitter 4 bei einer ausgeführten Oktode. Der Verlauf ist sehr analog zu dem entsprechenden Verlauf der Steilheit als Funktion der negativen Gittervorspannung bei Hochfrequenz-Verstärkerröhren mit Regelcharakteristik.

Abb. 63. Steilheit $\partial I_a/\partial V_4$ (vertikal) bei einer Oktode in mA/V als Funktion der Vorspannung auf Gitter 1 in Volts bei verschiedenen Vorspannungen des Gitters 4 in Volts.

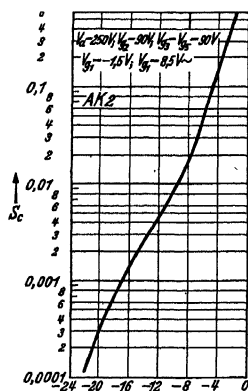



Abb. 64. Überlagerungssteilheit S_c bei der Oktode aus Abb. 63 (vertikal) als Funktion der Vorspannung V_{g_4} des Gitters 4. Gitter 1 hat — 1,5 V zusätzliche Vorspannung und 8,5 V eff. Oszillatorwechselspannung.

Wie zu Anfang von § 24 erwähnt, kann auch bei Oktoden, wenigstens formal, die Überlagerungssteilheit aus einer Darstellung der Charakteristik mittels Exponentialfunktionen berechnet werden. Nennen wir die Vorspannungen der Gitter 1 und 4 bzw. V_1 und V_4, so lautet diese Charakteristikdarstellung bei Verwendung von nur einer Exponentialfunktion:

$$(26{,}1)\qquad i = C \exp\,(a\,V_4 + b\,V_1),$$

wobei i den Anodenstrom darstellt und C, a, b Konstante sind. In Wirklichkeit braucht man eine Summe von Gliedern, wie ein einziges rechts in Gl. (26,1) angeschrieben wurde, wobei jedes Glied andere Konstante C, a, b besitzt. Unter Verwendung von (26,1) erhält man für die Überlagerungssteilheit mit $V_1 = V_{10} + E_h \sin \omega_h t$ und $V_4 = V_{40} + E_i \sin \omega_i t$:

$$(26{,}2)\qquad S_c = \frac{C}{E_i} \exp(a V_{40} + b\,V_{10})\, \frac{1}{j} I_1\,(j b E_h) \cdot \frac{2}{j} I_1\,(j a E_i)\,.$$

Diese Gleichung ist ganz der Gl. (25,1) analog und auch ihre Ableitung verläuft in analoger Weise (vgl. § 23). Wie ersichtlich, hängt S_c

von der Vorspannung auf Gitter 4, mit V_{40} bezeichnet, in exponentieller Weise ab. Ein Blick auf die Kurve von Abb. 64 lehrt, daß diese Abhängigkeit, welche bei logarithmischem Maßstab für S_c und linearem Maßstab für V_{40} zu einer Geraden führen muß, streckenweise die wirklichen Verhältnisse gut wiedergibt. Wie in § 25 gezeigt, führt Gl. (26,2) zu folgender Abhängigkeit der Überlagerungssteilheit S_c von E_i:

$$S_c = S_1 E_i + S_3 E_i^3 + \cdots, \tag{26,3}$$

wobei hier gilt:

$$S_1 = C a \exp(a V_{40} + b V_{10}) \frac{1}{j} I_1 (j b E_h),$$

$$S_3 = \frac{1}{8} C a^3 \exp(a V_{40} + b V_{10}) \frac{1}{j} I_1 (j b E_h).$$

Offenbar ist:

$$S_3/S_1 = \tfrac{1}{8} a^2. \tag{26,3}$$

Die Verzerrungsberechnungen von § 25 können formal in genau derselben

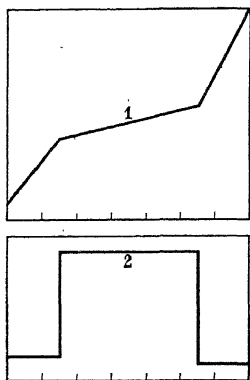



Abb. 65. Horizontal: Negative Vorspannung (in linearem Maßstab) auf dem Eingangsgitter (Gitter 4) der Oktode. Vertikal: Im oberen Teil Logarithmus der Überlagerungssteilheit (Kurve 1). Unterer Teil: Zulässige Eingangssignalspannung für eine bestimmte zugelassene Verzerrung (Kurve 2). Die Kurven sind stark idealisiert und sollen zeigen, daß die zulässige Eingangssignalspannung umgekehrt proportional ist mit der Neigung der logarithmischen Steilheitskurve.

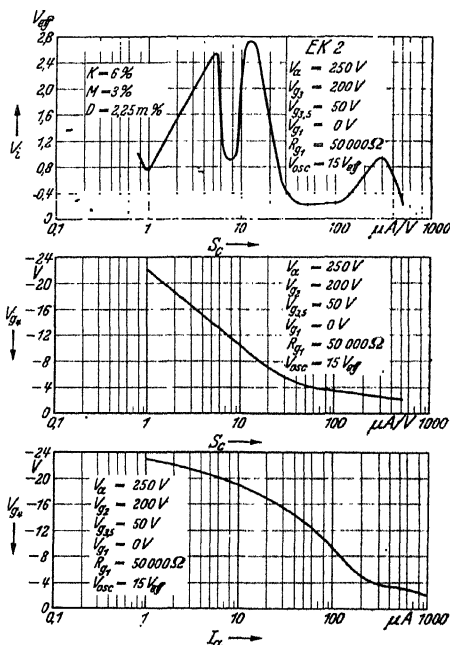



Abb. 66. Gemessene Werte der Überlagerungssteilheit (μA/V) (im mittleren Teil) als Funktion der negativen Vorspannung von Gitter 4, der zulässigen Eingangssignalspannung (oberer Teil) als Funktion der Überlagerungssteilheit bei 6% Kreuzmodulation K (M Modulationssteigerung, D Modulationsverzerrung) und des Anodenstromes I_a (μA) als Funktion der negativen Vorspannung von Gitter 4 (unterer Teil) bei einer Oktode E K 2 ($R_{g_1} = R_k$ in Abb. 55).

Weise durchgeführt werden, unter Zugrundelegung der Charakteristik Gl. (26,1), und führen zum gleichen Ergebnis für die berechneten Größen: Modulationssteigerung, Modulationsverzerrung und Kreuz-

modulation, ausgedrückt in S_3/S_1. Hieraus geht hervor, daß jene Verzerrungen und auch die zulässige Eingangswechselspannung auf Gitter 4 konstant sind für einen Teil der Überlagerungssteilheitskurve (als Funktion von V_{40}), der im logarithmischen Maßstab der Abb. 64 gerade verläuft. Die zulässige Eingangswechselspannungsamplitude für vorgegebene Verzerrung ist umgekehrt proportional zu a, d. h. zur Neigung der Geraden, welche örtlich die logarithmische S_c-Kurve von Abb. 64 annähert (Abb. 65). Eine gemessene Kurve der zulässigen Eingangswechselspannung bei Oktoden zeigt Abb. 66.

Aus dem obigen geht hervor, daß es wünschenswert ist, der Kurve $S_c = f(V_{40})$ streckenweise Exponentialcharakter zu geben, um auch bei Regelung, welche ja erst bei größerer Eingangswechselspannung notwendig wird, die Verzerrung zu beschränken. Die zulässige Eingangsamplitude sollte bei stärker negativem Gitter 4 wachsen, was auch bei den Kurven in Abb. 64, 65 und 66 der Fall ist.

Abb. 67. Zulässige Eingangssignalspannung (Effektivwert, Ordinate) als Funkton der Überlagerungssteilheit für 6% Kreuzmodulation bei verschiedenen Schirmgitter- und Oszillatorwechselspannungen für die Röhre E H 2 (Hexode mit Fanggitter, also Heptode). (K, M und D vgl. Abb. 66. $R_{g_3} = R_1$ in Abb. 81.)

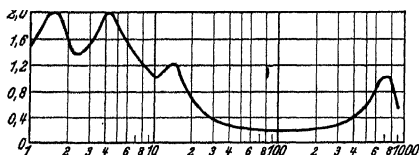



Abb. 68. Ordinate: Zulässige Eingangswechselspannung in Volt (eff.) für 6% Kreuzmodulation als Funktion der Überlagerungssteilheit in μ A/V bei der Röhre aus Abb. 47 und 13b mit 4 V Scheitelwert der Oszillatorspannung (gemessen). Man vgl. Abb. 65 und 13.

Man kann eine solche Regelkurve konstruktiv, genau wie bei Hochfrequenz-Verstärkerpentoden, auf zwei Arten erreichen. Erstens durch Ausschneiden von einer oder von mehreren Windungen von Gitter 4, zweitens durch Wickeln von Gitter 4 mit variabler Ganghöhe, wobei gegenüber der Mitte der Kathode die größte Ganghöhe liegt. Beide Methoden werden praktisch verwendet.

Wir kommen jetzt zur Beschreibung der Regelung bei Hexoden. Hierüber kann genau Analoges gesagt werden wie oben für Oktoden. Das erste Gitter der Hexode übernimmt die Rolle des vierten Gitters der Oktode. Das dritte Gitter der Hexode entspricht dem ersten der Oktode.

Die Betrachtung des Regelvorganges bei Hochfrequenzpentoden als Mischröhren kann ihren Ausgang von Gl. (25,1) des § 25 nehmen. Hier muß das Steuergitter mit variabler Ganghöhe gewickelt oder ausgeschnitten sein, zur Erzielung einer genügend fließenden Regelkurve bei kleiner Verzerrung. Die Rechnung verläuft formal wieder analog wie

bei der Oktode oben ausgeführt. Die Abb. 67 und 68 zeigen Kurven der zulässigen Eingangsamplituden für Hexoden und Pentoden als Mischröhren.

Schrifttum: *168, 233, 276, 287.*

§ 27. Pfeiftöne bei Mischröhren mit einem einzigen Eingangssignal. Bei Überlagerungsempfangsgeräten ist die Bildung von Pfeiftönen im Empfänger eine bekannte und oft beobachtete Erscheinung. Beim Abstimmen hört man im Lautsprecher einen Pfeifton, dessen Höhe sich mit der Abstimmung ändert. Wir werden hier jene Pfeiftöne untersuchen, die ihr Entstehen der Mischröhre verdanken. Es können auch andere Ursachen von Pfeiftönen im Gerät vorhanden sein. Wenn wir annehmen, daß die Siebkreise nach der Mischröhre (Zwischenfrequenzfilter) derart konstruiert sind, daß sie nur die Kreisfrequenz ω_0 und um diese Frequenz herum ein Gebiet von z. B. $\pm$ 5000 Hz durchlassen, so können jene andere Ursachen im Gerät nach der Mischröhre zunächst ausgeschaltet werden. Bei genügender Linearität der Hochfrequenzverstärkung vor der Mischröhre können auch hier keine Quellen von Pfeiftonstörungen auftreten.

Wir nehmen im vorliegenden Abschnitt an, daß nur ein einziges Eingangssignal auf das Eingangsgitter der Mischröhre gelangt. Dies setzt voraus, daß entweder nur ein einziges Eingangssignal auf dem Antennenanschluß des Gerätes vorhanden ist, oder daß die Hochfrequenzkreise vor der Mischröhre nur ein einziges Signal, das ihrer Abstimmung entspricht, zur Mischröhre gelangen lassen.

Wenn neben der Zwischenfrequenz ω_0 noch eine hiervon nur wenig verschiedene Frequenz $\omega_0 \pm \delta$ am Mischröhrenausgang auftritt, so werden diese beiden Frequenzen durch die Zwischenfrequenzsiebe durchgelassen und gelangen schließlich beide nach der Zwischenfrequenzverstärkerstufe auf die Detektorröhre, wo dann infolge der Gleichrichtung ein hörbarer Ton der Frequenz δ gebildet wird. Dieser Ton wird im Niederfrequenzteil des Gerätes verstärkt und gelangt zusammen mit der gewünschten Musikmodulation von ω_0 auf den Lautsprecher. Wir fragen: Wie kann in der Mischröhre eine Wechselspannung der Frequenz $\omega_0 \pm \delta$ neben einer solchen der Frequenz ω_0 entstehen?

Der Anodenstrom der Mischröhre enthält sowohl Oberwellen der Eingangssignalfrequenz ω_i als auch Obertöne der Oszillatorfrequenz ω_h (vgl. § 23). Es bilden sich Summen und Differenzen der Frequenzen jener Obertöne. Nun ist:

Meistens gilt in Gl. (27,1) das positive Zeichen. Der Grund hierfür ist folgender. Bei einem Schwingungskreis mit fester Spule und variablem Kondensator ist durch Minimum- und Maximumkapazität des Kondensators das erreichbare Frequenzgebiet festgelegt. Wegen der Verwendung

gleicher variabler Abstimmkondensatoren im Oszillatorschwingungskreis und in den hochfrequenten Eingangsschwingungskreisen vor der Mischröhre wird vorzugsweise das benötigte Frequenzgebiet für den Oszillator (höchste Frequenz dividiert durch niedrigste Frequenz) nicht größer gewählt als für die Eingangskreise. Dies entspricht einer Oszillatorfrequenz, welche höher ist als die Eingangsfrequenz. Z. B. ist im kurzen Rundfunkgebiet die Eingangsfrequenz 500—1500 kHz. Bei einer Zwischenfrequenz von beispielsweise 125 kHz wird das Gebiet der Oszillatorfrequenzen 625—1625 kHz und, wie erwünscht, ist $1625/625 < 1500/500$.

Durch die Oberwellen von ω_h und von ω_i kann nun die Gleichung

$$\pm m\omega_h \pm n\omega_i = \omega_0 \pm \delta \qquad (27,2)$$

erfüllt sein und somit ein störender Pfeifton entstehen. Nimmt man in Gl. (27,1) das obere Zeichen an, so erhält man aus Gl. (27,2):

$$\left\{\begin{aligned} \frac{\omega_0}{\omega_i} &= \frac{m-n}{1-m}, \text{ oder} \\ \frac{\omega_0}{\omega_i} &= \frac{n-m}{1+m}, \text{ oder} \\ \frac{\omega_0}{\omega_i} &= \frac{m+n}{1-m}, \text{ usw.} \end{aligned}\right. \qquad (27,3)$$

Hierbei sind m und n ganze positive Zahlen. Natürlich muß der Quotient ω_0/ω_i positiv sein und dies beschränkt in jeder der Gl. (27,3) die möglichen Werte von m und n etwas. Die nachfolgende Tabelle enthält einige berechnete Quotienten ω_0/ω_i:

n	3	7	6	2	5	7	1	5	7	6	2	5	3
m	0	1	1	0	1	2	0	2	3	3	1	3	2
ω_0/ω_i	3	3	5/2	2	2	5/3	1	1	1	3/4	1/2	1/2	1/3

Die Tabelle kann natürlich nach Wunsch bedeutend erweitert werden. Auch der Fall, daß in Gl. (27,1) das untere Zeichen gilt, kann analog wie oben behandelt werden. Wir werden in § 29 sehen, daß die Pfeiftöne im allgemeinen schwächer sind, je höher n und (oder) m, so daß diejenigen der Tabelle mit niedrigstem m und (oder) n als die störendsten anzusehen sind. Bei der Wahl von ω_0 sind für die wichtigsten Werte von ω_i die aus Gl. (27,3) folgenden Verhältnisse ω_0/ω_i zu vermeiden. In Sonderfällen kann aber auch ein an sich schwacher Pfeifton besonders störend wirken. Ein Beispiel zur Tabelle findet sich am Ende von § 28.

Schrifttum: *92, 167, 199, 276, 278, 287, 313.*

§ 28. Pfeiftöne bei Mischröhren mit mehreren Eingangssignalen. Durch ungenügende Güte der Hochfrequenzkreise vor der Mischröhre ist es möglich, daß außer dem gewünschten Eingangssignal aus der Antenne noch ein zweites Signal oder sogar mehrere andere Eingangssignale auf das Eingangsgitter der Mischröhre gelangen. Insbesondere kann dieser

Fall leicht eintreten, wenn das Empfangsgerät sich in der Nähe eines starken Senders befindet, während das Gerät auf einen schwächeren, z. B. weit entfernten Sender abgestimmt ist. Im letzteren Fall werden an die Hochfrequenzkreise vor der Mischröhre besonders hohe Anforderungen gestellt, wenn nur das gewünschte Signal auf das Eingangsgitter der Mischröhre gelangen soll.

Die störenden Signale, welche gleichzeitig mit dem erwünschten Signal der Frequenz ω_i auf das Eingangsgitter der Mischröhre gelangen, sollen die Frequenzen ω_1, ω_2, ω_3 usw. haben. Dann entstehen, nach Analogie der Ausführungen im vorigen Paragraphen, Pfeiftöne, wenn bei ganzzahligen Werten m, n, n_1, n_2, usw. die Gleichungen

$$(28,1)\quad \begin{cases} \omega_h - \omega_i = \omega_0; \\ \pm m\omega_h \pm n\omega_i \pm n_1\omega_1 \pm n_2\omega_2 \pm n_3\omega_3 \pm \cdots = \omega_0 \pm \delta \end{cases}$$

gleichzeitig erfüllt sind. Offenbar gibt es sehr viele Möglichkeiten hierzu.

Wir untersuchen noch insbesondere den Fall, daß außer dem erwünschten nur ein einziges störendes Signal auf das Eingangsgitter der Mischröhre gelangt. Hierbei nehmen wir an, ω_0/ω_i stehe nicht in einem solchen Verhältnis, daß hierdurch bereits ein Pfeifton durch das erwünschte Signal allein erzeugt werden kann. Dann bleiben die Gleichungen:

$$(28,2)\quad \begin{cases} \omega_h - \omega_i = \omega_0; \\ \pm m\omega_h \pm n_1\omega_1 = \omega_0 \pm \delta\,. \end{cases}$$

Bei vorgegebenem ω_h, ω_i und ω_0 kann man aus Gl. (28,2) leicht die Frequenz ω_1 berechnen, welche zu Pfeiftönen Anlaß geben kann. Als Beispiel sei $\omega_i = 1000$ kHz, $\omega_0 = 150$ kHz, $\omega_h = 1150$ kHz. Dann wird ein unerwünschtes Signal $\omega_1 = 1076$ kHz zu einem Pfeifton führen, denn $2 \cdot 1150 - 2 \cdot 1076 = 148$ kHz. Diese Frequenz unterscheidet sich aber nur um $\delta = 2$ kHz von $\omega_0 = 150$ kHz und man wird im Lautsprecher einen Pfeifton von 2000 Hz hören.

Zum Schluß auch noch ein Beispiel für einen Pfeifton, den ein einziges Eingangssignal in der Mischröhre erzeugen kann. Es sei $\omega_i = 230$ kHz, $\omega_0 = 116$ kHz, $\omega_h = 346$ kHz. Dann ist $2 \cdot 230 = 460$ und $460 - 346 = 114$. Es ergibt sich somit ein Pfeifton von 2 kHz mit $\omega_0 =$ [illegible] kHz. In diesem Beispiel ist nach den Gl. (27,2) $m = 1$ und $n = 2$ gesetzt.

Schrifttum: *92, 167, 199, 278. 313.*

§ 29. Die Stärke der Pfeiftöne im Vergleich zur erwünschten Modulation. Bevor wir im nächsten § 30 zeigen, wie auf Grund der statischen Röhrencharakteristiken eine genaue Berechnung der Stärke von einigen der oben erwähnten Pfeiftöne ausgeführt werden kann, führen wir hier einige Betrachtungen an, welche erstens allgemein die Stärke der Pfeiftöne erschließen und zweitens genügen, Messungen dieser Pfeiftöne richtig zu deuten.

Der Anodenstrom einer Mischröhre kann unter normalen Arbeitsbedingungen dargestellt werden als eine Funktion der Hilfsspannung $E_h \sin \omega_h t = x$ und der Eingangssignalspannung $E_i \sin \omega_i t = y$. Man kann diese Funktion $F(xy)$ in eine Taylorreihe nach Potenzen von y entwickelt denken:

$$F(x, y) = F_0 + F_1(x)y + F_2(x)y^2 + F_3(x)y^3 + \cdots \tag{29,1}$$

Die Koeffizienten F_0, F_1 usw. sind Funktionen der Vorspannungen der Gitter der Mischröhre und weiter können F_1, F_2 usw. wieder in eine Potenzreihe nach x entwickelt werden. Dieses letztere erweist sich aber nicht als zweckmäßig, da x nicht, wie y, als klein vorausgesetzt werden darf. Wir entwickeln vielmehr F_0, F_1 usw. in Fourierreihen nach der Grundfrequenz ω_h:

$$F_1 = F_{10} + F_{11} \sin \omega_h t + F_{12} \cos 2\,\omega_h t + F_{13} \sin 3\,\omega_h t + \cdots \tag{29,2}$$

Wir beschränken uns zunächst auf den Fall, daß nur ein einziges Eingangssignal auf das Eingangsgitter der Oktode gelangt, wobei also für einen Pfeifton die Gleichungen:

$$\omega_h - \omega_i = \omega_0; \qquad \pm m\omega_h \pm n\omega_i = \omega_0 \pm \delta\,. \tag{29,3}$$

erfüllt sein müssen. Nun kann ein Glied wie in der zweiten Gl. (29,3) links angeschrieben nur entstehen aus einem Produkt: sin (oder cos) $m\omega_h t$ mal sin (oder cos) $n\omega_i t$. Wir müssen also solche Produkte in Gl. (29,1), unter Berücksichtigung von Gl. (29,2), aufsuchen. Wie aus jedem Kompendium der Elementarmathematik zu ersehen, ergibt eine Zerlegung von $(\sin \omega_i t)^n$ ein Glied sin (oder cos) $n\omega_i t$, ein Glied sin (oder cos) $(n - 2)\,\omega_i t$, ein Glied sin (oder cos) $(n - 4)\,\omega_i t$ usw. Folglich ist die niedrigste Potenz von E_i, welche in einer Kombination, welche die Frequenz $n\omega_i$ enthält, auftreten kann, die n-te. Die Stärke jedes Pfeiftones mit einer solchen Kombination wird also zu E_i^n proportional sein.

Die einzelnen Fourierreihen in Gl. (29,2) konvergieren. Somit werden die Koeffizienten der höheren Harmonischen im allgemeinen abnehmen. Das heißt, daß die Pfeiftöne im allgemeinen schwächer sein werden, wenn m größer ist. Eine Verkleinerung von E_i führt ebenfalls zu einer raschen Abnahme der Pfeiftonstärke, namentlich wenn n beträchtlich ist.

Die obigen Überlegungen können leicht auf mehrere Eingangssignale ausgedehnt werden. Man hat dann $y = E_i \sin \omega_i t + E_1 \sin \omega_1 t + E_2 \sin \omega_2 t + \cdots$ zu setzen, während die Fourierreihen, Gl. (29,2), formal unverändert bleiben können. Aus der Rechnung kann dann, analog wie oben, gefolgert werden, daß die Stärke einer Pfeiftonkombination, in der z. B. $n_1\omega_1$ auftritt, proportional zur n_1-ten Potenz von E_1 ist.

Wir werden jetzt die Stärke der Pfeiftöne im Lautsprecher vergleichen mit der Stärke der Musik, wenn die gewünschte Eingangssignal-

amplitude E_i auf dem Eingangsgitter der Oktode die Modulationstiefe M aufweist. Hierzu setzen wir die Linearität sowohl der Verstärkung als auch der Detektion (Gleichrichtung, Demodulation) hinter der Mischröhre voraus. Die Linearität muß sowohl bei der Zwischenfrequenzverstärkung als auch bei der Niederfrequenzverstärkung gelten. Weiterhin müssen wir für die untersuchten Frequenzen voraussetzen, daß sie hinter der Mischröhre nahe der Zwischenfrequenz liegen (δ also klein), damit sie die Zwischenfrequenzsiebkreise ebensowenig geschwächt wie das Zwischenfrequenzsignal durchlaufen. Auch im niederfrequenten Teil sollen sie in bezug auf Verstärkung nicht gegenüber der Musik im Nachteil sein.

Der Anodenwechselstrom mit der Kreisfrequenz $\omega_0 \pm \delta$ (Pfeifton) der Mischröhre kann, wenn die Kombination z. B. bei einem einzigen Eingangssignal $n\omega_i$ enthält, gleich $F_{nm} E_i^n$ gesetzt werden, wobei F_{nm} in erster Näherung nur von den Betriebsdaten der Mischröhre, aber nicht von E_i abhängt. Der vom gewünschten Signal herrührende Anodenwechselstrom der Mischröhre ist $S_c E_i$. Diese beiden Wechselströme ergeben Wechselspannungen, welche nach Durchlaufen der Zwischenfrequenzstufe auf die Detektorstufe gelangen. Hier entsteht dann durch ihre Gleichrichtung ein hörbarer Ton der Kreisfrequenz δ. Die Gleichrichtung findet statt, als ob eine Trägerwelle der relativen Stärke $S_c E_i$ mit einer einzigen Seitenwelle moduliert ist, wobei die relative Stärke dieser Seitenwelle $F_{nm} E_i^n$ beträgt. Die zwischenfrequente Trägerwelle ist noch zur Tiefe M mit Musik moduliert. Die Detektion der einen Seitenwelle ist nur halb so effektiv wie jene der zwei Seitenwellen enthaltenden Musikmodulation, wie sich leicht zeigen läßt. Niederfrequent wird das Verhältnis der Stärke des Pfeiftones zu jener der Musik durch

$$\frac{F_{nm} E_i^n}{S_c E_i M} \tag{29,4}$$

gegeben.

Wenn für Mischröhren bei festgelegten Betriebsdaten F_{nm}/S_c bei verschiedenen Werten von n und m gemessen wird, so kann diese Messung nach Gl. (29,4) für jede Eingangssignalamplitude in eine relative Stärke von Pfeifton zu Musik im Lautsprecher umgewertet werden.

Schrifttum: *176, 278, 287, 313.*

§ 30. Berechnung der Pfeiftonstärke aus der statischen Röhrencharakteristik. Die Berechnung aller Pfeiftonstärken aus der statischen Röhrencharakteristik gelingt nur in formal und numerisch vollkommen befriedigender Weise bei Pentoden, als Mischröhren verwendet. Wir gehen wieder von der Exponentialdarstellung der statischen Charakteristik aus (Anodenstrom als Funktion der Steuergitterspannung), welche bereits in § 23 verwendet wurde. Der einfachen Schreibweise halber

beschränken wir uns auf ein einziges Exponentialglied, während in Wirklichkeit eine Summe von zwei oder drei solcher Glieder zur Darstellung der Charakteristik benötigt wird. Die in § 23 angeschriebene Fourierzerlegung des Ausdruckes exp. ($E \sin \omega t$) wenden wir auf das Produkt

$$A \exp(aV_0) \exp(aE_i \sin \omega_i t) \exp(aE_h \sin \omega_h t)\cdot$$

an, wobei V_0 die negative Gittervorspannung ist und E_i sowie E_h die bereits benutzte Bedeutung von Eingangssignalamplitude und Oszillatorspannungsamplitude besitzen. Wir suchen nun für eine Pfeiftonkombination $\pm m\omega_h \pm n\omega_i = \omega_0 \pm \delta$ im Produkt beider durch die oben erwähnte Zerlegung entstehender Fourierreihen ein Glied sin (oder cos) $m\omega_h t$ mal sin (oder cos $n\omega_i t$). Offenbar ist nur ein einziges solches Glied vorhanden und dieses Glied beträgt:

$$A \exp(aV_0)\, \varepsilon_m I_m (jaE_h)\, \varepsilon_n I_n (jaE_i) \begin{pmatrix} \cos \\ \text{oder} \sin \end{pmatrix} m\omega_h t \begin{pmatrix} \cos \\ \text{oder} \sin \end{pmatrix} n\omega_i t\,.$$

Hierbei ist ε_m und ε_n gleich 2 zu setzen für m oder n gerade und nicht Null, dagegen gleich $2/j$ für m oder n ungerade und gleich 1 für m oder n gleich Null. Der Anodenwechselstrom der Kreisfrequenz $\omega_0 \pm \delta$ hat demnach bei diesem Pfeifton der Kombination $\pm m\omega_h \pm n\omega_i = \omega_0 \pm \delta$ die Amplitude:

$$i_0 = \tfrac{1}{2} A \exp(aV_0)\, \varepsilon_m I_m (jaE_h)\, \varepsilon_n I_n (jaE_i)\,. \tag{30,1}$$

Weil aE_i im allgemeinen klein gegen eins sein wird, kann die zweite Besselsche Funktion in der Gl. (30,1) durch das erste Glied ihrer Potenzreihenentwicklung ersetzt werden, und wir erhalten (vgl. § 52):

$$(i_0)_{m,n} = \frac{1}{2} A \exp(aV_0)\, \varepsilon_m I_m (jaE_h) \frac{1}{2^{n-1}} \frac{1}{n!} \tag{30,2}$$

Wir erkennen die Form wieder, welche im § 29 für diese Anodenwechselstromamplitude angeschrieben wurde, nämlich $i_0 = F_{mn} E_i^n$. Mit Hilfe der Gl. (30,2) können leicht numerische Berechnungen von Pfeiftönen durchgeführt werden. In Abb. 69 ist für die Röhre E 447, deren Charakteristik in Abb. 13 in eine Exponentialsumme zerlegt wurde, die Überlagerungssteilheit, sowie $(i_0)_{2,2}/E_i^2$ und $(i_0)_{3,3}/E_i^3$ als Funktion der negativen Vorspannung auf dem Steuergitter dargestellt worden. Ein Vergleich mit Berechnungen wird für Pfeiftöne im folgenden Paragraphen gegeben.

Für Hexoden und Oktoden kann formal mit Hilfe einer Summe von Exponentialgliedern wie oben die Rechnung in genau derselben Weise durchgeführt werden. Allein, die wirkliche Zerlegung der gemessenen Charakteristik solcher Röhren in Exponentialfunktionen ist sehr schwierig durchführbar. Wir müssen uns für diese Röhren darauf beschränken, aus der Charakteristik nur jene Pfeiftöne zu berechnen, für die $n = 0$ oder 1

ist. Diese Pfeiftöne, für die m beliebig sein kann, entstehen durch die höheren Harmonischen in der Fourierzerlegung der Steilheitskurve nach der Zeit (vgl. Abb. 52, 57, 58). Die Berechnung dieser höheren Harmonischen ist in §22 im Anschluß an Abb. 58 explizite durchgeführt worden.

Schrifttum: 275, 276, 278, 281, 287.

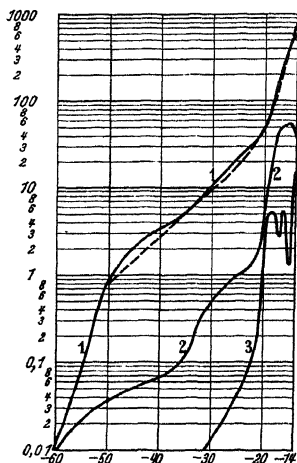



Abb. 69. Kurve 1: Ordinate gemessene Überlagerungssteilheit in μ A/V. Abszisse für alle Kurven: Negative Vorspannung des Eingangsgitters. Gestrichelte Kurve wie Kurve 1, aber berechnet aus der statischen Röhrencharakteristik (Abb. 13). Kurve 2: Gemessene Werte von $(i_a)_{2,1}/E_i^2$ in mA/V² und Kurve 3 gemessene Werte von $(i_a)_{3,2}/E_i^2$ in mA/V². Röhre aus Abb. 47 und 13b (Philips). Oszillatorspannung 13 V Scheitelwert.

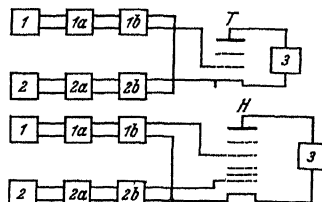



Abb. 70. Oberes Schema, Meßvorrichtung für Überlagerungssteilheit und Pfeiftöne einer Pentode- oder Tetrode-Mischröhre mit Oszillator- und Signalspannung zwischen Steuergitter und Kathode. 1 Oszillator der Kreisfrequenz ω_h, 1a Bandsieb für die Kreisfrequenz ω_h, 1b Voltmeter für die Kreisfrequenz ω_h. 2 Oszillator der Kreisfrequenz ω_i, 2a Bandsieb für die Kreisfrequenz ω_i, 2b Voltmeter für die Kreisfrequenz ω_i, 3 Milliamperemeter, abgestimmt auf die Kreisfrequenz $\omega_h - \omega_i$ und mit sehr kleiner Impedanz bei dieser Frequenz (z. B. Vibrationsgalvanometer). Unteres Schema: Meßvorrichtung für Überlagerungssteilheit und Pfeiftöne einer Hexode oder Oktode. Bezeichnungen wie oben.

§ 31. **Messungen von Überlagerungssteilheit, Verzerrungseffekten und Pfeiftönen.** Die Meßvorrichtungen zur Messung dieser Größen bei Pentoden und Hexoden sowie Oktoden sind in Abb. 70 skizziert worden. Die Messungen fanden in einer ausgeführten Vorrichtung so statt, daß ω_h und ω_i etwa 2π mal 20 000 Hz waren und ω_0 von der Ordnung 2π mal 500 Hz. Die Messung der Überlagerungssteilheit geht in einfacher Weise vor sich, indem der zwischenfrequente Anodenwechselstrom der Mischröhre und die Eingangswechselspannungsamplitude bestimmt werden. Die Messung der verschiedenen Pfeiftonstärken erfordert etwas mehr Überlegung. Wir nehmen als erstes Beispiel $n = 1$ und $m = 3$. Es kommt also darauf an, den zwischenfrequenten Anodenwechselstrom der Mischröhre zu messen, der durch Kombination der Grundkomponente der Eingangswechselspannung mit der dritten Harmonischen der Oszillatorwechselspannung entsteht. Da das Filter im Anodenkreis der Mischröhre fest eingestellt ist auf etwa 500 Hz, lassen wir in obengenannter ausgeführter Vorrichtung ω_h gleich 2π mal 20 kHz und wählen ω_i gleich 2π mal 60 500 Hz. Als zweites Beispiel nehmen wir $n = 2$ und $m = 2$. Hier

nehmen wir ω_i gleich 2π mal 20250 Hz und ω_h gleich 2π mal 20000 Hz. Analoges gilt für andere Fälle.

In Abb. 59, 60, 69 sind gemessene Überlagerungssteilheiten mit Werten verglichen worden, welche aus der statischen Charakteristik berechnet sind, wobei eine gute Übereinstimmung auftritt. Wir vergleichen hier noch Messungen einiger Pfeiftonstärken nach Abb. 69 mit Berechnungen.

Gittervorspannung	—14	—16	—17	—20	—22
$(i_0)_{2,2}/E_i^2$ gemessen		51		40	1,4
id. berechnet		46		44	1,5
gemessen	15	5	2,8		0,12
id. berechnet	16	5	2,8		0,13

Hierbei ist $(i_0)_{2,2}/E_i^2$ ausgedrückt in Mikroamp/Volt² und $(i_0)_{3,3}/E_i^3$ in Mikroamp/Volt³. Auch diese Messungen zeigen eine befriedigende Übereinstimmung mit den Berechnungen.

Abb. 71. Ordinate Überlagerungssteilheit in μ A/V. Abszisse effektive Eingangssignalspannung in Volt. Obere Kurve bei einer Vorspannung auf Gitter 4 der Oktode von —7 V, untere Kurve bei — 12 V. Röhre EK 2 (Philips)

Wir kommen nun zur Messung der Verzerrungseffekte. Hierfür sind mehrere Verfahren vorgeschlagen worden. So kann man z. B. — und dies wird auch praktisch durchgeführt — direkt die Kreuzmodulation von Mischröhren messen. Hierzu werden an das Eingangsgitter eine unmodulierte Wechselspannung und eine in bekannter Tiefe modulierte Wechselspannung angelegt. Die Oszillatorfrequenz wird so eingestellt, daß sie mit der unmodulierten Eingangsfrequenz kombiniert die Zwischenfrequenz ergibt. Die Zwischenfrequenzwechselspannung ist dann infolge der Kreuzmodulation moduliert und durch Bestimmung ihrer Modulationstiefe ergibt sich ein Maß für die Kreuzmodulation und damit erhält man unter Verwendung der Beziehungen von § 25 auch die übrigen Verzerrungseffekte. Die Abb. 66 und 67 zeigen einige gemessene Kurven dieser Art.

Eine sehr einfach durchzuführende, aber etwas langwierige Messung ergibt sich, analog dem am Schluß von § 8 für Hochfrequenzpentoden Gesagten, aus den Gleichungen des § 25. Man braucht zur Bestimmung der Verzerrungseffekte nur S_3/S_1 zu kennen. Hierzu muß die Überlagerungssteilheit als Funktion der Eingangswechselspannung gemessen werden. Die Abb. 71 gibt hierfür ein Beispiel.

Schrifttum: *73, 116, 118, 183, 267, 270, 275, 276, 278, 287*, vgl. auch § 30 und § 34.

§ 32. **Der Induktionseffekt bei Oktoden.** Die Abb. 72 enthält eine Skizze der Potentialverteilung in der Oktode, von Kathode zur Anode gerechnet, auf einer Linie, welche die Gitterwindungen nicht schneidet. Zu dieser Potentialverteilung bemerken wir folgendes: Da das vierte Gitter negativ ist, wird der Elektronenstrom, welcher durch die Gitter 1 und 3 hindurchgegangen ist, vor diesem vierten Gitter teilweise gestaut, es bildet sich vor dem vierten Gitter der Oktode eine Raumladung. Diese Raumladung verursacht während der Durchlaßperiode des ersten Gitters eine Krümmung der Potentialkurve zwischen dem dritten und dem vierten Gitter, wie in Abb. 72 angedeutet. Während der undurchlässigen Periode des ersten Gitters (stark negativ) befindet sich praktisch keine Raumladung vor dem vierten Gitter und die Potentialkurve zwischen Gitter 3 und 4 verläuft praktisch gerade, wie ebenfalls aus Abb. 72 zu ersehen (gestrichelte Kurve). Es ist nun ohne weiteres klar, daß diese periodisch vor dem vierten Gitter sich aufbauende Raumladung eine periodische Influenzladung auf dem vierten Gitter verursachen muß. Wir denken das vierte Gitter an einen Kondensator angeschlossen, der andererseits mit der Kathode verbunden ist. Die oben erwähnte Influenzladung des vierten Gitters verursacht eine periodische Aufladung dieses Kondensators und damit eine Wechselspannung zwischen viertem Gitter und Kathode, welche im gleichen Rhythmus wie die Raumladung und wie die Wechselspannung auf dem ersten Gitter schwankt. Wenn das erste Gitter während einer Periode der Wechselspannung am meisten positiv ist, befinden sich die meisten Elektronen vor dem vierten Gitter und bildet sich auf diesem Gitter gegenüber der Kathode eine negative Spannung aus. Hieraus geht hervor, daß die zwischen Kathode und viertem Gitter induzierte Wechselspannung gerade gegenphasig ist mit der Wechselspannung zwischen dem ersten Gitter und der Kathode. Man kann diese Verhältnisse elektrotechnisch darstellen, indem man sich zwischen dem ersten und dem vierten Gitter eine scheinbare negative Kapazität denkt. Allerdings gibt es keine negative Kapazität in umgekehrter Richtung vom vierten zum ersten Gitter. Der beschriebene Induktionseffekt kommt somit einer einseitigen negativen Kapazität gleich. Unter normalen Betriebsverhältnissen beträgt diese scheinbare einseitige negative Kapazität bei einer Oktode etwa 1 bis 2 pF (vgl. § 75).

Abb. 72. Skizze der Potentialverteilung in einer Oktode entlang einer Linie von Kathode (rechts) zur Anode. Ausgezogen: erstes Gitter möglichst positiv während einer Periode. Gestrichelt: erstes Gitter möglichst negativ während einer Periode der Gitterwechselspannung (Oszillatorspannung).

Bei der Verwendung der Oktode in Empfangsgeräten könnte der hier

behandelte Induktionseffekt, welcher durch die schwingende Raumladung vor dem vierten Gitter verursacht wird, sich unter Umständen bemerkbar machen. Infolge dieses Induktionseffekts gelangt nämlich eine unter Umständen mehrere Volt betragende Wechselspannung der Oszillatorfrequenz auf den Eingangskreis. Hierdurch wird die Mischwirkung der Oktode beeinflußt, wie aus Abb. 73 zu ersehen, wo die Veränderung der Steilheitskurve infolge des Induktionseffekts als Funktion der Zeit skizziert worden ist. Offenbar wird die Überlagerungssteilheit geringer, aber auch der Anodengleichstrom. Es zeigt sich aber, da beide ungefähr im gleichen Verhältnis sinken, eine Zunahme des Rauschens der Röhre (vgl. § 10 und § 20).

Abb. 73. Oberer Teil ausgezogen: Steilheit einer Oktode (Anodenstrom in bezug auf die Spannung am Gitter 4) als Funktion der Zeit (vgl. Abb. 57), wenn kein Induktionseffekt auftritt. Unterer Teil: Wechselspannung, welche auf dem Eingangskreis des Gitters 4 induziert wird für eine Oszillatorfrequenz, welche höher ist als die Abstimmfrequenz des Eingangskreises. Gestrichelte Kurve im oberen Teil: Steilheit als Funktion der Zeit beim Vorhandensein des Induktionseffektes.

Wenn bei einer Oktode im Gerät in der Schaltung von Abb. 55 die Frequenz der Oszillatorspannung höher ist als die Frequenz des Eingangssignals, wie im Rundfunkgebiet allgemein üblich (vgl. § 27), so ist die Impedanz das Eingangskreises der Oktode für eine Wechselspannung der Oszillatorfrequenz, welche auf diesen Kreis infolge des Induktionseffekts induziert wird, in vielen Fällen praktisch durch eine Kapazität zu ersetzen. Wir haben dann also gerade die oben behandelten Phasenverhältnisse. Ist dagegen die Oszillatorfrequenz niedriger als die Eingangsfrequenz, so ist die Steilheit der Oktode mit Induktionseffekt größer als diejenige ohne Induktionseffekt, da die Impedanz des Eingangskreises für die Oszillatorfrequenz praktisch durch eine Selbstinduktion ersetzt werden kann. In diesem Fall muß in Abb. 73 das Zeichen der Oszillatorspannung geändert werden.

Die auf das vierte Gitter induzierte Spannung ist um so größer, je kleiner die gesamte äußere Kapazität zwischen diesem Gitter und der Kathode ist. Im Empfangsgerät ist sie größer, je niedriger die Zwischenfrequenz ist und weiterhin größer, je höher die Oszillatorfrequenz ist. Im Kurzwellengebiet (z. B. 20 m Wellenlänge) kann der Induktionseffekt sich daher besonders störend bemerkbar machen. Die Oktode EK 2 enthält eine eingebaute zusätzliche Kapazität von etwa 1 pF zwischen Gitter 1 und Gitter 4 zur Neutralisierung des Induktionseffekts. Es sind neuerdings Oktoden gebaut worden ohne drittes Gitter (Schirmgitter, vgl. Abb. 56). Hierdurch entsteht eine größere statische Kapazität zwischen Gitter 1 und Gitter 4, die den Induktionseffekt teilweise kompensiert.

Der oben behandelte Induktionseffekt wurde bald nach seiner Entdeckung in einer neuartigen Röhre zur Verstärkung von Wechselspannungen ausgenutzt. Um dies zu verstehen, abstrahiere man in der Oktode vom zweiten Gitter und lasse man sodann die Röhre beim vierten Gitter, das als Anode ausgebildet ist, enden. Das erste Gitter soll eine kleine zu verstärkende Wechselspannung erhalten, natürlich zusammen mit einer negativen Vorspannung. Die Funktion der Röhre ist nun im Prinzip genau wie jene der Oktode, es werden Raumladungswölkchen durch das erste Gitter durchgelassen, welche vor der Anode, die ungefähr das Potential der Kathode erhält, eine periodisch schwankende Raumladung zur Folge haben. Zwischen Anode und Kathode bildet sich infolge des Induktionseffekts eine Wechselspannung, welche bei geeigneter Dimensionierung der verschiedenen Gitter im Kurzwellengebiet unter Verwendung einer geeigneten Schaltung bedeutend größer ist als die Wechselspannung zwischen dem ersten Gitter und der Kathode. Man hat hier eine Influenzverstärkerröhre vor sich.

Wir fragen, ob der behandelte Induktionseffekt bei der Hexode als Mischröhre auch auftritt. Hierzu betrachten wir im Anschluß an Abb. 54 den Feldverlauf in der Hexode, als Mischröhre benutzt, wobei auf dem dritten Gitter eine mehrere Volt betragende Wechselspannung gegenüber der Kathode steht. Die durch das erste Gitter und das zweite Schirmgitter hindurchgegangenen Elektronen kehren teilweise vor dem dritten Gitter, namentlich wenn dies gerade stark negativ ist, um und gelangen durch das Schirmgitter hindurch wieder in die Nähe des ersten Gitters. Da dieses ebenfalls negativ ist, kehrt ein Teil der Elektronen hier wieder um, geht wieder durch das Schirmgitter hindurch usw. Es bildet sich also außerhalb des ersten Gitters vor dem zweiten Gitter hier ebenfalls eine schwingende Raumladung aus, welche aber bedeutend geringer ist als die entsprechende Raumladung vor dem vierten Gitter der Oktode. Denkt man sich nun bei der Mischhexode zwischen dem ersten Gitter und der Kathode einen Kondensator, so wird dieser infolge der erwähnten schwingenden Raumladung periodisch aufgeladen, und es bildet sich zwischen dem ersten Gitter und der Kathode eine Wechselspannung von gleicher Frequenz wie die Wechselspannung zwischen dem dritten Gitter und der Kathode. Infolge der doppelten Umkehr der Elektronen ist die Wechselspannung zwischen erstem Gitter und Kathode von gleicher Phase wie die Wechselspannung zwischen drittem Gitter und Kathode. Dieser Induktionseffekt in der Mischhexode kann veranschaulicht werden durch eine scheinbare, einseitige, zusätzliche, positive Kapazität zwischen drittem und erstem Gitter, wobei wieder die entsprechende Kapazität in umgekehrter Richtung von Gitter 1 zu Gitter 3 fehlt. Der Betrag dieser Induktionskapazität bei der Mischhexode ist aber viel geringer als jener bei der Oktode, größenordnungsmäßig etwa 1/10. Sie ist wieder als unangenehme Begleiterscheinung des Mischvorgangs aufzufassen.

Die oben beschriebenen „Induktionseffekte" bei Oktoden- und Hexodenmischröhren haben stets das Entstehen einer Wechselspannung der Oszillatorfrequenz zwischen dem Eingangssteuergitter und der Kathode zur Folge. Wir haben oben gezeigt, wie durch Steuerung des Anodenstromes und der Anodensteilheit als Folge dieser „Induktionswechselspannung" Änderungen der Überlagerungssteilheit und des Anodengleichstromes auftreten können. Diese Steuerwirkungen der Induktionsspannungen können noch auf einem anderen Wege als Änderungen der Überlagerungssteilheit gedeutet werden. Zum Verständnis dieser Tatsachen wenden wir die Betrachtungen des § 19 auf die vorliegenden Fälle an. Die Anodenstromsteilheit in bezug auf kleine Spannungsänderungen des Eingangssteuergitters ist als Funktion der Steuergittervorspannung nicht konstant, sondern zeigt einen Verlauf, der z. B. der in Abb. 47 gezeichneten Kennlinie analog ist. Folglich findet durch das Vorhandensein einer Oszillatorwechselspannung zugleich mit einer Eingangssignalspannung auf dem Eingangssteuergitter eine Überlagerung statt, analog wie in § 19 beschrieben. Je nach den vorliegenden Phasenverhältnissen kann diese gesonderte Überlagerung der Hauptwirkung der Röhre (Überlagerung mittels Wechselspannungen auf zwei verschiedenen Gittern) entgegenarbeiten, oder dieselbe unterstützen. Im übrigen gelangt auch stets eine gewisse Eingangswechselspannung auf das Oszillatorsteuergitter (erstes Gitter einer Oktode, drittes einer Hexode) und verursacht dort zusammen mit der Oszillatorwechselspannung ebenfalls einen Überlagerungsvorgang. Im allgemeinen ist es für eine saubere Wirkung der Mischröhre erstrebenswert, alle diese Effekte möglichst zu verringern. In besonderen Fällen können sie aber nicht immer vermieden werden und entstehen durch Zusammenwirken dieser verschiedenen Ursachen manchmal Ergebnisse, die auf den ersten Blick, ohne ihre sorgfältige, auch phasenmäßige Berücksichtigung rätselhaft erscheinen.

Schrifttum: *3, 14, 112; 118a, 211, 282, 286, 289, 290, 294, 296*, vgl. auch § 70 und 75.

§ 33. Kurzwellenerscheinungen bei Mischröhren. Der im vorigen Paragraphen behandelte Induktionseffekt ist im Kurzwellengebiet viel stärker als im Rundfunkwellengebiet. Er ist aber doch nicht als eine spezifische Kurzwellenerscheinung anzusehen.

Die Röhrenadmittanzen ändern sich im Kurzwellengebiet bedeutend, verglichen mit ihren Werten im Rundfunkwellengebiet. Das bei Hochfrequenzröhren im § 11 in bezug auf die allgemeine Frequenzabhängigkeit der Admittanzen Gesagte (reeller und durch die Frequenz dividierter imaginärer Teil der Admittanz sind eine gerade Funktion der Frequenz), kann auch auf Mischröhren angewandt werden.

Hier behandeln wir einige Erscheinungen, welche eine direkte Folge der Elektronenträgheit sind und durch endliche Laufzeiten der Elektronen

in der Röhre, vergleichbar mit der Dauer einer Periode der Wechselspannung, Bedeutung erlangen.

Zunächst betrachten wir den Potentialverlauf in der Hexode (Abb. 54). Die Elektronen, welche vor dem dritten Gitter eine virtuelle Kathode bilden, gelangen teilweise, wie bereits im vorigen Paragraphen erwähnt,

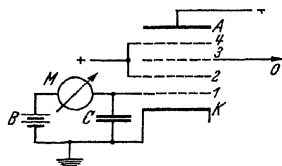



Abb. 74. Schema zur Laufzeitstrommessung bei einer Hexode. Das erste Gitter ist durch den Kondensator C (z. B. 1000 pF) mit der Kathode K verbunden und geerdet. Das dritte Gitter ist mit dem Oszillator O verbunden und erhält eine Wechselspannung nebst einer geeigneten negativen Vorspannung, die dem normalen Betriebszustand entspricht. Durch die Batterie B ist das erste Gitter negativ gegenüber der Kathode. Infolge des Laufzeiteffekts zeigt das Mikroamperemeter M einen Gleichstrom an.

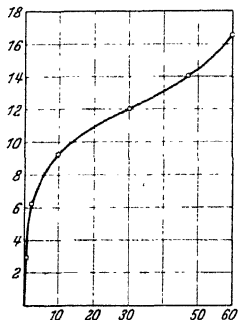



Abb. 75. Laufzeitstrom in Mikroampere (horizontal) bei einer Hexode als Funktion der Oszillatorspannung (vertikal) auf dem dritten Gitter in Volts. Gleichzeitig mit der Oszillatorspannung ändert sich auch die negative Vorspannung des dritten Gitters (vgl. Abb. 54). Die negative Vorspannung des ersten Gitters ist konstant — 2 V. Wellenlänge 15 m.

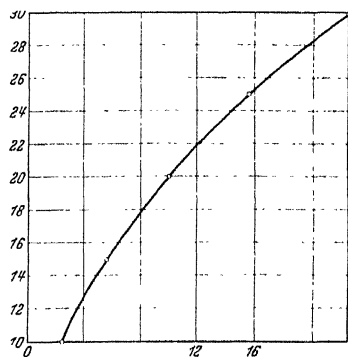



Abb. 76. Laufzeitstrom einer Hexode (horizontal) in Mikroampere als Funktion der Frequenz in Megahertz (vertikal) bei einer konstanten Oszillatorspannung von 9,3 V (vgl. Abb. 75) und bei einer Vorspannung — 2 V auf dem ersten Gitter.

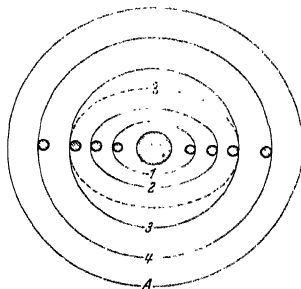



Abb. 77. Querschnitt durch das System einer Hexode in einer Ebene senkrecht zur Kathodenachse. Gitter 1, 2, 3, 4 und Anode A. Die ausgezogene Gestaltung des Gitters 3 führt infolge des großen Abstandes vom Gitter 2 zu beträchtlichen Laufzeitströmen. Bei der gestrichelten Gestaltung des Gitters 3 sind diese viel geringer (vgl. Tl. II § 72).

wieder in die Nähe des ersten Gitters. Sie können nun aber auf ihrem langen Weg durch ein periodisch veränderliches Potentialfeld eine kinetische Energie erlangen, die größer ist als mit dem Augenblickswert des Potentials am Ort, wo sie sich befinden, übereinstimmen würde. Insbesondere können einzelne der Elektronen, welche nach einem langen

Weg wieder in die Nähe des Steuergitters kommen, eine Energie besitzen, welche größer ist, als aus der Steuerspannung dieses Gitters folgt. Diese einzelnen Elektronen können dann die negative Gitterspannung überwinden und einen Steuergitterstrom verursachen. Die Messung findet nach Abb. 74 statt. Das Steuergitter ist durch einen großen Kondensator mit der Kathode verbunden, damit keine Wechselspannung zwischen diesen Elektroden auftritt und auf das dritte Gitter wird von einem Oszillator her eine kurzwellige Wechselspannung gebracht. In dem Mikroamperemeter des Kreises zwischen erstem Gitter und Kathode wird ein Gleichstrom gemessen. Die Abb. 75 und 76 geben über die Größe dieses Laufzeitstroms Aufschluß.

Bei modernen Hexoden (z. B. Type EH 2, ECH 3 und ECH 11) ist der Laufzeitstrom gegen die ursprünglichen Typen (z. B. ACH 1) bedeutend herabgesetzt. Dies wurde durch Verkleinern des Abstandes zwischen Gitter 2 und 3 erreicht, wodurch sich die Raumladung viel weniger stark ausbilden kann und die Elektronenlaufzeit zwischen diesen Gittern herabgedrückt wird. Ein Vergleich der Dimensionen ist in Abb. 77 in Röhrenquerschnitten dargestellt. Die Laufzeitströme sind hierdurch auf etwa den zehnten Teil gesunken.

Abb. 78. Schema ... sung bei einer Oktode. ... erhält vom Oszillator O e... eine geeignete negative Vorspannung. Das Mikroamperemeter M zeigt den Laufzeitstrom an.

Auch bei Oktoden trat im Kurzwellengebiet ein Laufzeitstrom auf, der z. B. unter normalen Betriebsverhältnissen, nach dem Schema von Abb. 78 gemessen, bei 10 m Wellenlänge etwa 3—4 μA betragen konnte. Die Erklärung kann im allgemeinen dieselbe sein wie bei Hexoden, aber die Elektronenbahnen sind im einzelnen viel weniger einfach zu verfolgen. Es zeigte sich, daß Oktoden mit Gazeanoden diesen Effekt besonders stark aufwiesen. Offenbar handelt es sich um Streuelektronen, welche durch die Gazelöcher hindurchtreten und dann nach langen Bahnen wieder in die Nähe des Steuergitters gelangen. Die Verwendung von Vollanoden hat den Laufzeitstrom bei Oktoden praktisch beseitigt.

Schrifttum: *3, 96, 112, 153, 225, 282, 286, 290*, vgl. auch § *72* und § *73*.

§ 34. Admittanzen von Mischröhren. Wir betrachten zunächst die Eingangsadmittanz. Diese kann, genau wie in §§ 11 und 12 für Hochfrequenz-Verstärkerröhren ausgeführt, durch einen Widerstand parallel zu einer Kapazität zwischen Eingangsgitter (Gitter 4 der Oktode, Gitter 1 der Hexode) und Kathode dargestellt werden. Die Messung dieser Eingangsadmittanz erfordert bei Mischröhren eine kompliziertere Meßvorrichtung als für die Eingangsadmittanzmessung bei Hochfrequenz-

Abb. 79. Schaltschema einer Vorrichtung zur Messung der Überlagerungssteilheit, der Eingangsimpedanz, der Ausgangsimpedanz, des Induktionseffekts, des Schalteffekts sowie des Laufzeitstromes von Mischröhren. Die Teile I, II, III ..., IX der Anlage sind in gesonderten (gestrichelten) Schirmhüllen aus 1 mm Eisenblech untergebracht.

C_1 = Feinabstimmkondensator mit C_2 und L_2 auf etwa 100 kHz (Zwischenfrequenz) abgestimmt.
C_3 = Abstimmkondensator, mit L_1 auf die Zwischenfrequenz (z. B. 100 kHz) abgestimmt.
C_4 = Koppelkondensator, etwa 10 pF, zur Kopplung des Senders Z_3 mit dem Kreis C_2 L_2.
C_5 = Ableitkondensator, etwa 50 bis 500 pF.
C_6 und C_7 dienen zur Abstimmung des Oszillatorkreises.
C_8 = Abstimmkondensator des Eingangskreises.
C_9 = Koppelkondensator (etwa 10^{-13}F) des Eingangskreises mit dem abgestimmten Hochfrequenzverstärker IV.
C_{10} = Koppelkondensator des Eingangskreises III mit dem Signalsender V (Z_2).
C_{11}, C_{12}, C_{13}, C_{14}, C_{15} = Blockkondensatoren 10 000 pF.
C_{16} = Abstimmkondensator des Hochfrequenzkreises C_{16}, L_8.
L_1 und L_2 = Zwischenfrequenzspulen (100 oder 500 kHz).
L_3 = Rückkoppelspule des Oszillatorkreises.
L_4 = Abstimmspule des Oszillatorkreises, mit L_3 gekoppelt.
L_5 = Koppelspule (wenige Windungen) mit L_6 und dem Oszillatorsender Z_1.
L_7 = Abstimmspule des Eingangskreises L_7, C_8.
L_8 = Abstimmspule des Hochfrequenzverstärkers IV.
L_9 = Koppelspule mit L_{10} und dem Signalsender Z_2.
M_1 = Diodenvoltmeter (sehr geringe Eingangsdämpfung) zur Messung der Oszillatorwechselspannung.
M_2 = Triodenvoltmeter zur Messung der Eingangssignalspannung.
M_3 = Triodenvoltmeter für die Ausgangsspannung (Zwischenfrequenzwechselspannung).
M_4 = Triodenvoltmeter am Ausgang des Zwischenfrequenzverstärkers VII.
M_5 = Triodenvoltmeter am Ausgang des Hochfrequenzverstärkers IV.
M_6 = Mikroamperemeter (Gitterstrom, Laufzeitstrom).
M_7 = Mikroamperemeter (Gitterstrom nach dem Oszillatorgitter 1).
M_8, M_9 = Voltmeter.
M_{10}, M_{12}, M_{14} = Milliamperemeter.
R_1 = Ausgangswiderstand des Zwischenfrequenzverstärkers.
R_2 = Ableitwiderstand des Gitters 1 (20 000 bis 50 000 Ω).
R_3 = Widerstand 100 Ω, um den Eingangskreis zu ersetzen.
R_4 = Ausgangswiderstand des Hochfrequenzverstärkers.
R_5, R_6 = Potentiometer.
S_1 = Schalter um die Röhre selbstoszillierend zu betreiben (nach rechts) oder mit getrenntem Oszillator.
S_2 = Schalter, um Gitter 4 an den Eingangskreis oder über R_3 an Erde zu legen.
S_3 = Schalter für Benutzung des Ausgangskreises (nach links) oder des Zwischenfrequenzverstärkers.
S_4 = Kurzschlußschalter der Rückkoppelspule.
Z_1 = Oszillatorsender.
Z_2 = Eingangssignalsender.
Z_3 = Zwischenfrequenzsender.

Verstärkerröhren notwendig ist (§ 12). Die Wechselspannung über dem Schwingungskreis, der am Eingangsgitter angeschlossen ist, setzt sich aus zwei Anteilen zusammen. Erstens der Eingangssignalwechselspannung (Kreisfrequenz ω_i), zweitens der induzierten Wechselspannung (Kreisfrequenz ω_h) infolge des Induktionseffekts. Bereits bei 200 m Wellenlänge ist der zuletzt genannte Anteil bedeutend größer (z. B. 1,5 V eff.) als der zuerst genannte. Mit einem geeigneten Diodenvoltmeter mißt man die Quadratwurzel aus der Summe der Quadrate beider Wechselspannungen. Um die Eingangssignalwechselspannung, auf die es zur Admittanzmessung ankommt, zu bestimmen, muß man ein Voltmeter benutzen, das nur auf diese Wechselspannung der Kreisfrequenz ω_i reagiert. Ein genügend trennscharfes Empfangsgerät kann leicht zu einem solchen Voltmeter umgebaut werden. Das Schema der Meßvorrichtung ist in Abb. 79 gezeichnet. Das als Voltmeter verwendete Empfangsgerät ist über einer sehr kleinen Kapazität (etwa 10^{-13} F) mit dem Eingangskreis gekoppelt. Die Abschirmung aller Kreise und Leitungen voneinander muß in derselben sorgfältigen Weise erfolgen wie in § 12 (Abb. 27) angegeben. Die Abb. 80 enthält einen Überblick einer solchen Meßvorrichtung. Einige gemessene Eingangsadmittanzen (Parallelwiderstand und Parallelkapazität) sind in untenstehender Tabelle zusammengestellt. Die Daten gelten für normale Betriebsverhältnisse in nicht heruntergeregeltem Zustand.

Röhre	Wellenlänge m	Parallelwiderstand Ω	Kapazität pF	Messung Nr.
EK 2	200	$8{,}5 \cdot 10^5$	8,8	594
,,	15	$-2{,}0 \cdot 10^5$	8,8	657
ECH 3	200	$1{,}50 \cdot 10^6$	7,1	1078
,,	13	$1{,}50 \cdot 10^4$	6,9	972
,,	6	$3{,}0 \cdot 10^3$	6,4	1041

Mit Hilfe der beschriebenen Vorrichtung zur Messung der Eingangssignalwechselspannung und eines Anodenkreises, der auf die Zwischenfrequenz abgestimmt ist (Kreisimpedanz in der Abstimmung klein gegen den effektiven Innenwiderstand der Röhre), kann man die Überlagerungssteilheit unter Betriebsbedingungen, d. h. mit Induktionseffekt, erhalten. Bei Oktoden unter normalen Bedingungen ohne Neutralisierungskondensator zwischen Gitter 1 und 4 (vgl. § 32), bei 200 m Wellenlänge und 100 kHz Zwischenfrequenz ist diese Überlagerungssteilheit etwa die Hälfte bis zwei Drittel des Wertes ohne Induktionseffekt und abhängig von den Eigenschaften des Eingangsschwingungskreises. Dies entspricht in Empfangsgeräten der unteren Grenze des kurzen Rundfunkwellengebietes. Bei längeren Wellen macht sich der Induktionseffekt viel weniger bemerkbar. Bei Hexoden beeinflußt der Induktionseffekt die Überlagerungs-

steilheit im Rundfunkgebiet praktisch nicht, ebensowenig, wie z. B. bei der neutralisierten Oktode EK 2.

Durch Messung der Induktionsspannung mit der Oszillatorfrequenz auf dem Eingangskreis kann, unter Berücksichtigung der Daten dieses Kreises und der Eingangsadmittanz der Röhre, die negative Kapazität zwischen Gitter 1 und 4 einer Oktode bestimmt werden. Diese negative

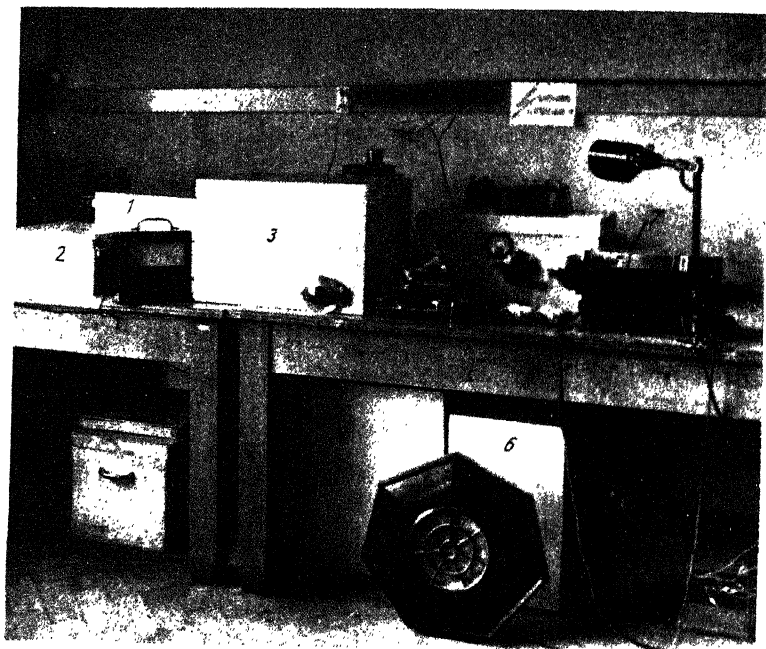



Abb. 80. Foto einer Anordnung nach Abb. 79.

1 = Eingangssignalsender Z_2 von Abb. 79.
2 = Störungssieb für die Speisewechselspannung von 3.
3 = Hochfrequenzverstärker IV von Abb. 79.
+ = Hülle enthält die Teile I, II, III, IX, VI, VII von Abb. 79.
7 = Empfangsgerät Philips Type 2802 (rückgekoppelt) zur Kontrolle des richtigen Oszillierens der Mischröhre.
5, 6 = Behälter der Speisebatterien, mittels Kupferröhren mit 4 und 1 verbunden.

Kapazität hängt von der Größe der Oszillatorspannung ab. Man erhält unter normalen Betriebsbedingungen etwa Werte in der Größenordnung $C_{14} = -0{,}6$ bis $-3{,}5$ pF, bei Oszillatorspannungen zwischen 9 bis 2 V eff. auf Gitter 1 (automatische Vorspannung dieses Gitters durch 50000 Ω Widerstand zwischen Gitter 1 und Kathode). In diesen Zahlen ist die geringe (einige Zehntel pF) statische Kapazität zwischen Gitter 1 und 4·

mitenthalten. Aus diesen Zahlen geht hervor, daß eine Kompensation des Induktionseffektes mittels einer kleinen festen zusätzlichen Kapazität zwischen Gitter 1 und Gitter 4 (wie bei der Röhre EK_2), nur für einen einzigen Wert der Oszillatorspannung richtig stattfinden kann (vgl. auch § 75).

Es ist bei Mischröhren notwendig, die Kapazität zwischen Eingangsgitter und Anode klein zu halten. Denn es sollen unerwünschte Rückwirkungen zwischen Anode und Eingangsgitter, welche sonst bei geeigneten Verhältnissen der Zwischenfrequenz- und Eingangskreise auftreten könnten, vermieden werden. Die Hexode AH 1, welche ja auch als Hochfrequenz-Verstärkerröhre Verwendung findet, hat nur einige Tausendstel pF zwischen Gitter 1 und Anode, ebenso wie die neueren Röhren ECH 3 und ECH 11 (Hexoden mit eingebauter Triode). Bei der Oktode EK 2 ist die Kapazität zwischen Gitter 4 und Anode einige Hunderstel pF.

Endlich ist für die Wirkungsweise der Mischröhren die Ausgangsadmittanz (Anodenadmittanz) interessant. Diese Admittanz kann für Wechselspannungen der Zwischenfrequenz in üblicher Weise mit Hilfe eines auf die Zwischenfrequenz abgestimmten Kreises gemessen werden. Es zeigt sich, daß der so erhaltene Parallelwiderstand für 100 und für 500 kHz Zwischenfrequenz praktisch gleich dem Innenwiderstand R_i ist, der aus einer statischen Messung der Anodengleichstromänderung für eine vorgegebene Anodenspannungsänderung folgt. Er liegt bei Oktoden und Hexoden in der Größenordnung von mindestens etwa 1 bis 2 MΩ in nicht geregeltem Zustand unter normalen Betriebsbedingungen.

Bei den Mischröhren zeigt sich wieder die früher (§ 15) für Hochfrequenz-Verstärkerröhren hervorgehobene Tatsache, daß der Eingangsparallelwiderstand von Hexoden im Kurzwellengebiet durch Elektronenträgheitseffekte niedrig ist. Indessen ist es neuerdings gelungen, durch Verwendung von Hexoden mit kleineren Abmessungen (EH 2 gegen früher ACH 1, vgl. Abb. 77), diesen Nachteil zu überwinden. Z. B. ergab sich für eine Röhre EH 2 bei 14 m ein Parallelwiderstand von 40000 Ω.

Schrifttum: *112*, *211*, *286*, *289*, *290*, *293*, vgl. auch § 70 und 75.

§ 35. **Frequenzverwerfung.** Jede Mischstufe besitzt einen Oszillatorteil. Wenn die durch diesen Oszillatorteil erzeugte Schwingungsfrequenz sich durch irgendeine Ursache während des Betriebes ändert, so nennt man dies Frequenzverwerfung.

Eine erste, oft eintretende Ursache für Frequenzverwerfung liegt in der Veränderung der Speisespannungen im Gerät. Wenn die positive Spannung des Triodenteils der Mischstufe sich ändert, so ändern sich die Ströme und die negative Vorspannung des Steuergitters, sowie die Amplitude der erzeugten Wechselspannung. Diese Änderungen veranlassen wieder eine Änderung der Kapazität, welche durch die Röhre parallel zum Schwingungskreis liegt, und somit eine Änderung der Schwingungsfrequenz. Diese Frequenzverwerfung ist in Hertz ausge-

drückt größer, je höher die Schwingungsfrequenz ist. Denn eine ebenso große absolute Veränderung der Kapazität des Schwingungskreises bedeutet bei kurzen Wellen eine größere Frequenzänderung als bei längeren Wellen. Als Mittel gegen die Frequenzverwerfung infolge Speisespannungsänderungen kann zunächst angegeben werden: eine weniger feste Kopplung des Schwingungskreises an das Steuergitter der Oszillatortriode. Dies wird erreicht durch Anordnung dieses Kreises im Anodenkreis der Triode (vgl. als Beispiel einer solchen Anordnung das Schaltbild Abb. 81). Tatsächlich wird hierdurch die Frequenzverwerfung auch im Kurzwellengebiet bei z. B. 10% Änderung der Speisespannung auf nur einige tausend Hertz (z. B. bei 12 m Wellenlänge) herabgesetzt, was einen brauchbaren Wert darstellt. Im Rundfunkgebiet ist diese Frequenzverwerfung überhaupt praktisch bedeutungslos.

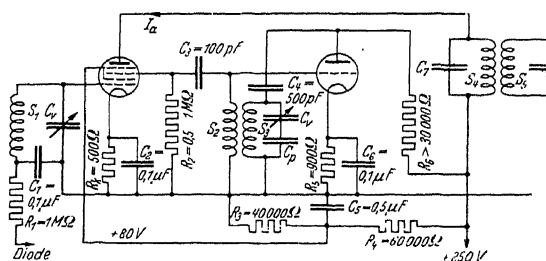



Abb. 81. Schaltung einer Triode als Oszillator, gekoppelt mit einer Hexode.

Eine zweite Ursache der Frequenzverwerfung liegt in der Regelung der Überlagerungssteilheit der Mischröhre. Wir betrachten zunächst die Oktode. Durch Vergrößerung der negativen Vorspannung auf Gitter 4 zur Erzielung dieser Regelung werden immer mehr Elektronen vor Gitter 4 zur Umkehr gezwungen. Ein Teil dieser Elektronen kann in die Nähe der Gitter 1 und 2 gelangen und so die Kapazitäten zwischen der Kathode und diesen Gittern verändern. Da diese Kapazitäten mit dem Schwingungskreis gekoppelt sind, ändert sich hierdurch die Schwingungsfrequenz. Übrigens ändern sich auch die Ströme nach den Gittern 1 und 2 und die Schwingungsamplitude, was natürlich auch zu Frequenzverwerfung führen kann. Es zeigt sich, daß im Rundfunkgebiet die Frequenzverwerfung, z. B. bei der Oktode EK 2, bei voller Regelung der Überlagerungssteilheit nicht mehr als einige hundert Hertz beträgt, also unschädlich ist. Im Kurzwellengebiet beträgt aber die Verwerfung bei der gleichen Oktode in ungünstigen Fällen 20 kHz und mehr, was durchaus unzulässig ist. Eine Verbesserung entsteht auch hier im Kurzwellengebiet durch Anordnung des Schwingungskreises im Anodenkreis des Triodenteiles (Kathode—Gitter 1—Gitter 2). Eine bedeutende Verbesserung kann außerdem erzielt werden durch geeignet gewählte Serien-

widerstände, durch Kondensatoren überbrückt, in den Speiseleitungen nach Gitter 2 und 3. Hierdurch wird bei Regelung auf Gitter 4 infolge der Stromänderung nach diesen Gittern ihre positive Spannung geändert, wodurch eine gewisse Kompensierung entsteht. Es sind besondere Oktodensysteme (z. B. EK 3 der Firma Philips) herausgebracht worden, welche diese Frequenzverwerfung nicht zeigen (vgl. auch § 76).

Bei der Hexode mit separater Triode (Abb. 81) ist die Frequenzverwerfung infolge der Regelung der Überlagerungssteilheit klein zu halten durch Verwendung eines kleinen Kopplungskondensators zwischen Oszillatorteil und Hexode (in Abb. 81: 100 pF). Wenn aber, wie bei der zusammengebauten Triode—Hexode ECH 3, das Steuergitter der Triode galvanisch mit dem dritten Gitter der Hexode verbunden ist, entstehen im Kurzwellengebiet der Größenordnung nach analoge Frequenzverwerfungen bei Regelung auf Gitter 1 der Hexode, wie oben bei der Oktode EK 2 beschrieben. In diesem Fall können die gleichen Mittel wie bei der Oktode Verbesserung bringen. Das Endergebnis ist meistens günstiger als bei Oktoden (außer EK 3).

Durch Regelung der Überlagerungssteilheit einer Mischröhre entsteht auch eine Änderung der Kapazität zwischen Eingangsgitter und Kathode, wodurch eine Verstimmung des Eingangskreises auftritt. Diese Kapazitätsänderung ist bei Oktoden meistens sehr gering (0,1 bis 0,2 pF), aber bei Hexoden, analog wie bereits im § 15 erwähnt, ziemlich groß (etwa 2 pF).

Schrifttum: *17, 29, 163, 225, 276 b, 282, 289, 290*, vgl. auch § 76.

§ 36. Störungseffekte beim Betrieb von Mischröhren. Bei Mischröhren können außer den in den vorigen Paragraphen behandelten Effekten noch Störungserscheinungen auftreten, welche Analogie aufweisen zu den in § 10 behandelten Effekten.

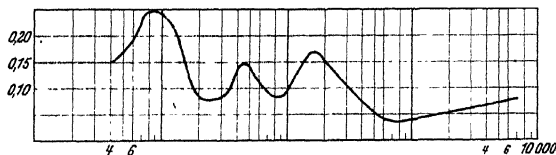



Abb. 82. Eingangswechselspannung (Volts) als Funktion der Überlagerungssteilheit (geregelt durch negative Vorspannung des Steuergitters) bei 4% Störungsmodulation (Brummen). Eine Einheit der Abszisse ist 0,1 μ A/V. Röhre der Abb. 47 und 13 b als Mischröhre.

Der erste Effekt ist die Störungsmodulation der Eingangssignalspannung mit einer in der Steuergittervorspannung vorhandenen niederfrequenten Wechselspannungskomponente. Wir nehmen an, auf das Eingangsgitter gelange die Spannung $V_0 + E_i \sin \omega_i t + E_p \sin pt$, wobei die letzte Komponente die niederfrequente Störung darstellt. Infolge

der nichtlinearen Charakteristik weist die Zwischenfrequenzspannung am Ausgang der Mischstufe eine gewisse Modulationstiefe mit der Kreisfrequenz p und mit Vielfachen dieser Kreisfrequenz auf. Man kann nun, in Abhängigkeit der Überlagerungssteilheit (durch Vorspannung auf dem Eingangsgitter geregelt), die maximal zulässige Gitterwechselspannung $E_p/\sqrt{2}$ (Effektivwert) für einen vorgegebenen Prozentsatz Störungsmodulation des Zwischenfrequenzsignals messen. Solche Kurven findet man in den Abb. 82 und 83. Theoretisch läßt sich diese Störungserscheinung in einfacher Weise verfolgen, wenn man für den Anodenstrom der Mischröhre die Darstellung als Summe von Exponentialfunktionen (§§ 23, 25, 26) wählt, wobei als Steuergitterspannung der obige Ausdruck eingesetzt wird.

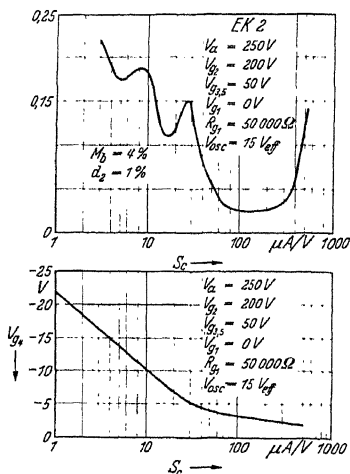



Abb. 83. Obere Kennlinie: Eingangswechselspannung als Funktion der durch die negative Vorspannung des Gitters 4 geänderten Überlagerungssteilheit bei 4% Modulationsbrummen (Steilheit in logarithmischer Teilung). Untere Kennlinie: Überlagerungssteilheit (in logarithmischer Teilung) als Funktion der negativen Vorspannung des Gitters 4 (Oktode Type E K 2, Philips).

Unangenehmes Krachen und Sausen kann durch ungenügende Isolation zwischen Heizfaden und Kathode entstehen. Besonders beim Gebrauch von Pentoden als Mischröhre nach Abb. 46, § 19, wo eine Oszillatorwechselspannung zwischen Kathode und Erde (Apparatechassis) geschaltet wird, kann diese Störung auftreten. Denn diese Wechselspannung steht auch zwischen Kathode und Heizfaden, da letzterer meistens geerdet ist. Bei intermittierendem teilweisen Kurzschluß zwischen Heizfaden und Kathode wird eine Störung auf die Oszillatorwechselspannung moduliert und diese findet sich dann später in der Modulation des Zwischenfrequenzsignals wieder.

Der bereits bei Hochfrequenz-Verstärkerröhren hervorgehobene Schalteffekt findet sich auch bei Mischröhren. Namentlich die früher bei Oktoden und anderen Mischröhren benutzten Gazeanoden waren für das Entstehen dieses Effekts förderlich. Durch die Löcher der Gazeanoden konnten Elektronen hindurchtreten, welche dann auf Teile der Innenglaswand oder die Isolation zwischen den verschiedenen Röhrenteilen trafen und hier hohe Potentiale erzeugen konnten, welche den Elektronenlauf in der Röhre stark störten. Die Verwendung von Vollanoden bedeutete hier eine wesentliche Verbesserung, wobei allerdings wieder als nachteilige Folge höhere Gittertemperaturen auftreten mit der Gefahr der Gitteremission. Teile der Glaswand, welche besonders ge-

fährdet erscheinen, werden nötigenfalls mit einem geeigneten Halbleiter bestrichen (vgl. S. 29).

Die Messung des Schalteffekts kann einfach ausgeführt werden, z. B. durch Messung der Anodenimpedanz als Funktion der Anodengleichspannung etwa bei 500 V, 300 V, 100 V, 0 V, 100 V, 300 V, 500 V. Beim Vorhandensein von Schalteffekt zeigt die Anodenadmittanz beide Male, z. B. bei 300 V, nicht den gleichen Wert.

Bei manchen Mischröhren, namentlich Oktoden, kann man unter Umständen finden, daß der Triodenteil normal nicht mit der Schwingungserzeugung anfing, sondern daß es notwendig war, erst einen Spannungsstoß, z. B. eine höhere positive Spannung auf Gitter 2, anzulegen. War die Röhre einmal im Betrieb, dann verlief weiter alles normal. Der Grund liegt in einer besonderen Form der Charakteristik: Strom nach Gitter 2 als Funktion der Spannung auf Gitter 1. In nicht schwingendem Zustand ist $V_1 = 0$ und bei der geringen dann vorhandenen Steilheit können die Schwingungen nicht einsetzen. Wenn dann durch einen Spannungsstoß die Steilheit vergrößert wird (Abb. 84), so verläuft weiter alles normal. Durch Änderung der Gitterdimensionen und der positiven Spannungen konnte dieser Effekt beseitigt werden. Auch eine ständige Vorspannung von —1,5 V auf Gitter 1 behob die Störung.

Abb. 84. Strom nach Gitter 2 (vertikal) einer älteren Oktode als Funktion der Vorspannung auf Gitter 1. Kurve a: normal. Kurve b zeigt eine unerwünschte Sättigung für i_2 in der Umgebung von $V_1 = 0$, wodurch mangelhaftes Einsetzen der Schwingungen stattfindet.

Im Kurzwellengebiet, besonders bei ganz kurzen Wellen, zeigten und zeigen noch immer einige Mischröhrenkonstruktionen (namentlich solche für Batteriebetrieb mit direkt geheizter Kathode) ein schweres Einsetzen des Oszillierens. Dies war in fast allen Fällen auf ungenügende Steilheit des Triodenteils, analog wie eben erwähnt, zurückzuführen. Moderne Mischröhren für Kurzwellenbereiche weisen im Triodenteil Steilheiten von 2 bis 3 mA/V auf. Es sind Trioden mit Steilheiten bis zu 6 mA/V für diesen Zweck herausgebracht worden.

Eine bei Hochfrequenz-Verstärkerröhren, Mischröhren und Niederfrequenz-Verstärkerröhren auftretende Störung war das Klingen. Durch ungenügend stabile Konstruktion der Gitter konnten diese bei äußerer akustischer Erregung in Schwingung geraten. Diese Erregung wird im Empfangsgerät durch den Lautsprecher erzeugt und gelangt entweder durch die Luft oder durch die Chassiskonstruktion zur klingenden Röhre. Wenn diese eine Hochfrequenz- oder eine Mischröhre ist, so wird durch die mechanischen Schwingungen des Steuergitters eine Modulation des

Hoch- bzw. Zwischenfrequenzsignals mit der Klingfrequenz hervorgerufen. In modernen Röhren ist diese Klingneigung aber durch Versteifung der in Betracht kommenden Gitter so gering geworden, daß es sich erübrigt, weiter auf Messungen und Zahlen dieser Klingeffekte einzugehen (vgl. § 10).

Schrifttum: *110, 126, 211, 282, 289*, vgl. auch § 10.

§ 37. **Konstruktionen und Daten einiger Mischröhren.** Die ersten Oktoden, z. B. AK 1 und AK 2, waren auf einer 2,6 W-Kathode aufgebaut. Die Gitterdimensionen wurden empirisch an Hand von Messungen der Charakteristiken mit verschiedenen Spannungen und Gitterabmessungen festgestellt und waren (vgl. Abb. 56):

Elektrode	Durchmesser mm	Gitterganghöhe mm	Gitterdrahtdicke μ	Anzahl Windungen
Kathode	1,80	—	—	
Gitter 1.	4,2 × 2,57	0,43	60	
Gitter 2.	2 Stäbe im gegenseit. Abst. v. 5,5 mm	—	600	
Gitter 3.	8,6 × 3,68	0,55	60	39
Gitter 4.	11,4 × 10,2	0,51	60	44
Gitter 5.	14,75 × 14,00	0,80	80	26,5
Gitter 6.	18,00 × 18,75	1,50	100	15
Anode .	23,0 × 21,3	—	—	Länge 21 mm

Da die Steilheit des Gitters 1 nicht sehr groß zu sein braucht, konnte man sich mit einem Minimalabstand zwischen Gitter und Kathode von etwa 0,4 mm begnügen. Das vierte Gitter, auf dessen Steilheit es für eine große Überlagerungssteilheit ankommt, besitzt auch eine kleine Ganghöhe. Es ist von diesem Gitter etwa zweimal eine viertel Windung herausgeschnitten, um die Regelung der Überlagerungssteilheit zu ermöglichen.

Diese Oktode hat bei normalen Betriebsverhältnissen eine Anodenspannung von 200 V, eine Spannung der Gitter 2, 3, 5 von 90 bzw. 70 V (Gitter 3 und 5 sind miteinander verbunden) und eine Oszillatorspannung von etwa 8,0 V, was durch einen Gitterableitwiderstand von 50 000 Ω etwa 190 μA Gitterstrom und somit —9,5 V auf Gitter 1 ergibt. Die kleinste Vorspannung auf Gitter 4 ist —1,5 V. Der Gitterstromeinsatzpunkt ist im Mittel etwa —0,5 V auf Gitter 4 (Gitterstrom von 0,3 μA). Dies unterscheidet sich erheblich vom Gitterstromeinsatzpunkt eines direkt um die Kathode befindlichen Gitters, der meistens etwa —1,3 V beträgt (vgl. auch § 57 und § 65). Die Überlagerungssteilheit ist etwa 0,7 mA/V, der effektive Innenwiderstand etwa 1,5 MΩ. Dieser günstige Wert wird namentlich durch Gitter 6, das innerhalb der Röhre mit der Kathode verbunden ist, bedingt. Der Gesamtgleichstromverbrauch im Betriebe ist etwa 7 mA.

Man kann eine Triode mit einer Hexode in einer Röhre zusammen-

bauen. Hierbei ist dann meistens das Steuergitter der Triode innerhalb der Röhre mit dem Gitter 3 der Hexode verbunden. Um eine gemeinsame Kathode herum ist sowohl der Triodenteil als auch der Hexodenteil angeordnet, mit einem Schirm dazwischen, der direkte Einwirkung der Elektrodensysteme aufeinander vermeiden soll. Die Abmessungen waren für die ältere Röhre ACH 1 wie in nachstehender Tabelle angeführt.

Elektrode	Durchmesser mm	Gitterganghöhe mm	Gitterdrahtdicke μ	Anzahl Windungen
Kathode	1,8	Länge 34 mm	—	—
Gitter 1 (Triode)	2,6 × 5,2	0,60	70	15
Anode (Triode)	5,0 × 8,5	Länge 8 mm	—	—
Gitter 1 (Hexode)	2,4 × 5,2	0,40	70	52
Gitter 2 (Hexode)	4,6 × 8,8	0,45	80	45
Gitter 3 (Hexode)	7,0 × 14,8	1,1	100	19
Gitter 4 (Hexode)	18,4 × 18,6	0,40	80	47
Anode (Hexode)	22	Länge 15 mm	—	—

Wie bereits im Anschluß an Abb. 77 in § 33 hervorgehoben, sind die modernen Hexoden, wie z. B. EH 2, etwas anders gebaut, wodurch sowohl der Laufzeitstrom beseitigt als die Hochfrequenzadmittanz von Gitter 1 günstiger gestaltet wurde. Die neuen Triodehexoden ECH 3 und ECH 11 sind als Verbesserungen der ACH 1 in bezug auf Regel- und Kurzwelleneigenschaften aufzufassen.

Die Spannungen der ACH 1 waren ungefähr: Anode 300 V, Gitter 2 und 4 je 80 V, Gitter 1 etwa —2 V mindestens; Gitter 3 etwa 25 V effektive Oszillatorspannung; Anode der Triode etwa 200 V. Stromverbrauch und Überlagerungssteilheit sind vergleichbar mit diesen Daten bei der AK 2.

Zur Verbesserung der Oktode AK 2 in bezug auf den Induktionseffekt ist eine neue Röhre EK 2 herausgebracht worden mit einer bemerkenswert kleinen Kathodenheizleistung von etwa 1,25 W und mit sehr kleinen Abmessungen:

Elektrode	Durchmesser mm	Gitterganghöhe mm	Gitterdrahtdicke μ	Anzahl Windungen
Kathode	etwa 0,8	emittierende Länge etwa 14 mm		—
Gitter 1	2,7 × 1,6	0,48	40	34
Gitter 2	2 Stäbe im Abstand 4		0,55 mm ∅	
Gitter 3	3,6 × 6,4	0,50	50	32
Gitter 4	8,8 × 8,8	etwa 0,35	50	48,5
Gitter 5	10,9	0,51	60	31
Gitter 6	14,7 × 13,9	1,7	125	9,5

Gitter 4 ist wieder in bestimmter Weise ausgeschnitten für die Regelung. Gegen die Röhre AK 2 fällt auf, daß das Gitter 3 näher an Gitter 4

gerückt ist, wodurch sich die Raumladung vor Gitter 4 etwas weniger ausbilden kann. Als Besonderheit hat diese Röhre EK 2 einen kleinen eingebauten Mikakondensator zwischen den Gittern 1 und 4 zur Kompensation des Induktionseffekts. Hierdurch ist unter normalen Betriebsbedingungen (etwa die gleichen wie bei AK 2) eine starke Herabsetzung der auf Gitter 4 induzierten Wechselspannung infolge des Induktionseffekts erreicht worden.

Abschnitt III. Röhren zur niederfrequenten Leistungsverstärkung.

§ 38. **Allgemeines über Leistungsverstärkung.** Die Leistungsverstärkung, wie sie in sog. Endstufen von Radioempfangsgeräten verwendet wird, weist einige charakteristische Unterschiede gegenüber der Spannungsverstärkung in Hochfrequenz- oder Zwischenfrequenzverstärkerstufen auf. Das Problem ist hier nicht, wie im zuletzt genannten Fall, die Erzielung einer möglichst großen, verzerrungsfreien Verstärkungszahl. Die Ausgangswechselspannung einer Leistungsverstärkerröhre ist oft kaum größer als die Eingangswechselspannung. Das Problem liegt vielmehr darin, bei vorgegebener Röhre und Eingangswechselspannung eine möglichst große Ausgangsnutzleistung bei geringer Verzerrung zu erhalten. Der Steuergitterstrom wird hierbei nicht so ängstlich vermieden wie im Hochfrequenzfall. Natürlich führen beträchtliche Gitterströme auch hier zu Verzerrungen der Ausgangsleistung, aber solange diese Gitterströme ein bestimmtes Maß nicht überschreiten, soll die Verstärkerröhre vor der Endröhre imstande sein, die Wechselstromleistung, welche durch geringe Gitterströme der Endröhre bedingt wird, verzerrungsfrei zu liefern. Wir haben im Empfänger meistens nach der Detektorröhre (Diode) eine Stufe Niederfrequenzverstärkung (sog. Vorröhre) und dann die Endstufe, welche ihre Leistung an den Lautsprecher abgibt.

Entsprechend dem Titel dieses Werkes befassen wir uns nur mit Tetroden und Pentoden als Vorröhren und Endröhren. In der Praxis werden hier und da auch Trioden verwendet.

Bei den Vorröhren handelt es sich um Spannungsverstärkung. Wir behandeln diese Röhren nicht gesondert, da hierfür meistens normale Hochfrequenzpentoden mit geringer Inselbildung benutzt werden. Ein Beispiel enthält § 49 (Abb. 122).

Bei der Leistungsverstärkung wird meistens angenommen, daß die Ausgangsbelastung der Endröhre ein reiner Widerstand ist. Auch hier soll zunächst dieser Fall betrachtet werden. In der Praxis ist die Lautsprecherimpedanz nicht für alle Frequenzen durch einen Widerstand zu ersetzen. Es kommen hierbei auch Phasenwinkel der Belastungsimpedanz in Betracht. Diese Überlegungen werden in späteren Paragraphen gebracht.

Wir betrachten eine Leistungspentode und messen den Anodenstrom als Funktion der Anodenspannung bei verschiedenen Steuergittervorspannungen und bei fester Schirmgitterspannung (Abb. 85). Wenn zwischen Anode und Kathode der Endröhre ein Widerstand R_a geschaltet

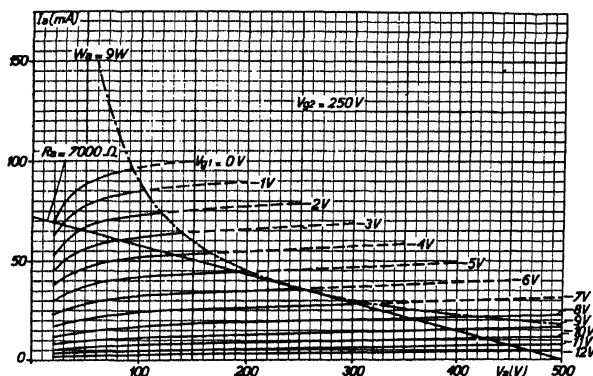



Abb. 85. Vertikal: Anodenstrom. Horizontal: Anodenspannung. Leistungsverstärkerpentode E L 3 (Philips) bei 250 V Schirmgitterspannung und 0 V Fanggitterspannung. Gerade entspricht einem Belastungswiderstand R_a von 7000 Ohm., Punkt-Strich-Hyperbel gilt für ein Produkt Anodenstrom mal Anodenspannung von 9 Watt. Als Parameter der Kurven ist die Steuergitterspannung angegeben.

ist, wobei die Anodengleichspannung durch Parallelspeisung über einer großen Selbstinduktion (Abb. 86) konstant gehalten ist (in Abb. 85 250 V), so wird bei einem vorgegebenen Wert der Steuergittervorspannung (in Abb. 85: —6 V) ein Gleichstrom zur Anode fließen, dessen Wert sofort aus den gezeichneten Charakteristiken folgt. Wenn die vorgegebene Gittervorspannung jene ist, um die herum die Eingangswechselspannung variiert, so ist der so festgelegte Punkt in Abb. 85 der Arbeitspunkt. Der geometrische Ort der Augenblickswerte des Stromes durch den Widerstand R_a in Abb. 86 ist eine Gerade, deren Neigung in Abb. 85 gleich $V_a/I_a = R_a$ ist (in Abb. 85 gleich 7000 Ω). Bringt man diese Gerade mit allen Charakteristiken der Abb. 85 zum Schnitt, so entsteht die gestrichelte Kurve der Abb. 87, die man als dynamische Charakteristik der Endröhre bezeichnet. Ihre Rolle ist ganz analog jener der gewöhnlichen Anodenstrom-Gitterspannungs-Charakteristik bei der Hochfrequenzverstärkung. Bei sehr großem Innenwiderstand der Endröhre würden die Kurven in Abb. 85 der Abszisse parallel verlaufen: Der Anodenstrom würde bei konstanter Steuergitterspannung nicht von der Anodenspannung abhängen. In diesem Falle fällt die dy-

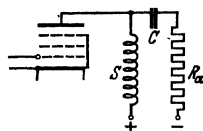



Abb. 86. Der Anodenbelastungswiderstand R_a ist über den Blockkondensator C (einige μ F) an die Anode angeschlossen. Die Gleichstromspeisung der Anode findet durch die Drosselspule S hindurch statt (Parallelspeisung).

namische Charakteristik mit der statischen Anodenstrom-Steuergitterspannungs-Charakteristik ($R_a = 0$) für konstante Anodenspannung zusammen.

Wir betrachten nun den Spezialfall, daß der Innenwiderstand der Endröhre sehr groß ist gegen den Außenwiderstand R_a und daß weiterhin die Charakteristik I_a als Funktion von V_{g1} gerade verläuft (Abb. 88). In diesem Fall kann maximal eine Steuergitterwechselspannung zugelassen werden, die die Charakteristik ganz aussteuert, wie in Abb. 88 gezeichnet. Mit der Bezeichnung I_{a0} aus Abb. 88 ist dann die Leistung, welche der Widerstand R_a aufnimmt:

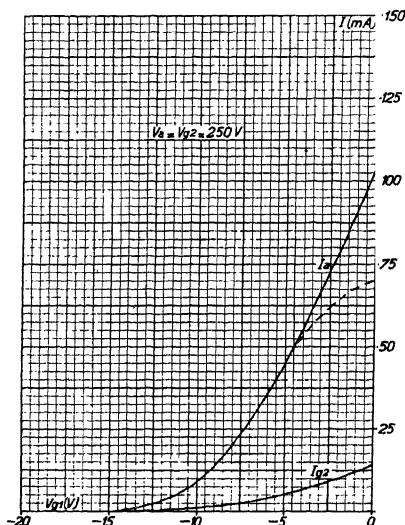



Abb. 87. Statische Kennlinien (Anodenstrom I_a und Schirmgitterstrom I_{g_2} als Funktion der Steuergitterspannung bei im übrigen festen Betriebsdaten) und dynamische Kennlinie (gestrichelt) entlang der Arbeitsgeraden der Abb. 85. Der untere Teil beider Kennlinien fällt zusammen. Röhre EL 3.

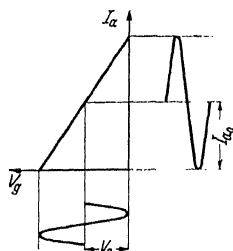



Abb. 88. Gerade dynamische Anodenstrom-Steuergitterspannungs-Charakteristik.

Der Augenblickswert des Anodenstroms muß immer positiv sein. Die Anodengleichspannung sei V_a. Dies bedingt die Ungleichung $R_a \leq V_a/I_{a0}$, also höchstens $R_a = V_a/I_{a0}$. Die Anode der Endröhre erhält eine Gleichstromleistung $W_a = V_a I_{a0}$ (vgl. Abb. 85) und die Wechselstromleistung, welche dem Widerstand R_a zugeführt wird, beträgt $R_a \cdot (I_{a0}/\sqrt{2})^2$. Man kann den Quotienten dieser Wechselstromleistung und der Anodenspeiseleistung als Wirkungsgrad der Endröhre bezeichnen. Wenn $R_a = V_a/I_{a0}$ ist, wird dieser Wirkungsgrad genau 50%. Dies ist der günstigste Wert für diese Größe, der in unserem betrachteten Idealfall erreicht werden kann. In der Praxis bleibt man stets darunter.

Schrifttum: *22, 69, 115, 174, 264, 306.*

§ 39. **Ausgangsleistung und Verzerrung.** Wir gehen von der im vorigen Paragraphen definierten, in Wirklichkeit stets gekrümmten dynamischen Charakteristik aus und stellen von dieser Charakteristik

den Strom i als Funktion der Gitterspannung V durch eine Summe von Exponentialfunktionen dar:

$$i = A_1 \exp(a_1 V) + A_2 \exp(a_2 V) + \cdots \tag{39,1}$$

Der Übersichtlichkeit halber nehmen wir für die folgende Rechnung eine einzige Exponentialfunktion an. Durch Summierung über eine Anzahl von Exponentialfunktionen mit den verschiedenen Werten von A und a kann aus unserem Rechnungsergebnis sofort die Gleichung für den wirklichen Fall nach Gl. (39,1) abgeleitet werden. Wir setzen $V = V_0 + E \sin \omega t$ und erhalten nach § 5 (vgl. § 52):

$$\begin{cases} i = A \exp(aV_0 + aE \sin \omega t) = A \exp(aV_0) \{ I_0(jaE) + 2 \\ \Sigma_{m=1,2,3\ldots} \varepsilon_m I_m(jaE) \binom{\cos}{\sin} m \omega t \} . \end{cases} \tag{39,2}$$

Hierbei ist $\varepsilon_m = 1$ für gerades m und gleich $1/j$ für ungerades m. Weiter ist cos einzusetzen für gerades m und sin für ungerades m. Aus der Gl. (39,2) entnehmen wir, daß infolge der Gitterwechselspannung $E \sin \omega t$ ein Anodenstrom mit einer Reihe von Obertönen entsteht. Nehmen wir zunächst den Fall an, daß $aE \ll 1$ ist, so wird nach Gl. (39,2) die Amplitude der m-ten Harmonischen: $2 \varepsilon_m I_m(jaE) = a^m E^m / 2^{m-1} m!$, also die Amplitude der m-ten Harmonischen proportional zu E^m (vgl. § 52).

Die Amplitude der Grundwelle des Anodenstromes ist

$$i_1 = A \exp(aV_0) \frac{2}{j} I_1(jaE) , \tag{39,3}$$

und für kleine Werte von aE wird dies:

$$i_1 = A \exp(aV_0) \left(aE + \frac{1}{8} a^3 E^3 \cdots \right)$$

genau analog zum im § 5 behandelten Fall der Hochfrequenzverstärkung.

Bei der Übertragung von Musik oder Sprache treffen fast immer mehrere Sinusschwingungen gleichzeitig auf das Gitter der Endröhre. Wir nehmen zwei Schwingungen an, so daß die Gitterspannung wird: $V = V_0 + E_p \sin \omega_p t + E_q \sin \omega_q t$. Offenbar müssen jetzt zwei Ausdrücke, wie zwischen den geschweiften Klammern von Gl. (39,2) angeschrieben, miteinander multipliziert werden. Als erstes Ergebnis findet man, daß die Anodenstromamplitude der Grundkreisfrequenz ω_p nicht mehr die gleiche ist, wie im Falle, daß nur die Schwingung $E_p \sin \omega_p t$ an das Gitter gelegt wird, sondern gegenüber diesem einfachen Fall mit dem Faktor $I_0(jaE_q)$ multipliziert wird. Dieser Faktor ist stets größer als 1. Der gleiche Faktor tritt bei den Amplituden sämtlicher Harmonischen von ω_p auf. Natürlich gilt das gleiche für die Amplituden mit der Grundkreisfrequenz ω_q, wobei der Faktor $I_0(jaE_p)$ ist. Als weiteres wichtiges Ergebnis zeigt sich, daß sämtliche Kombinationsfrequenzen : $\pm$ mit ganzzahligem m und n auftreten. Die Stromamplitude einer solchen Kombination ist:

$$i(\pm m \omega_p \pm n \omega_q) = A \exp(aV_0)\, 2\, \varepsilon_m \varepsilon_n I_m(jaE_p)\, I_n(jaE_q) \tag{39,4}$$

und somit proportional zu $E_p^m\, E_q^n$ (vgl. § 52).

Wir betrachten noch insbesondere den Fall $m = 1$ und $n = 1$ und finden dann für kleine Werte $aE_p \ll 1$ und $aE_q \ll 1$:

$$i(\pm \omega_p \pm \omega_q) = \frac{1}{2} A \exp(a V_0) a^2 E_p E_q . \tag{39,5}$$

Aus der Gl. (39,2) erhält man für die Amplitude der zweiten Harmonischen im Falle $aE \ll 1$:

$$i(2\omega_p) = \frac{1}{4} A \exp(a V_0) a^2 E_p^2 , \tag{39,6}$$

woraus bei kleinen Eingangswechselspannungen die enge Beziehung dieser Verzerrungseffekte erhellt.

Wenn die dynamische Charakteristik einer Endröhre nach Gl. (39,1) in eine Summe von Exponentialfunktionen zerlegt worden ist, so verursacht die numerische Berechnung der verschiedenen behandelten Verzerrungseffekte mittels der angeschriebenen Gleichungen, da alle benutzten Funktionen tabelliert sind, nur geringe Mühe.

Es ist aber auch möglich, die Verzerrungen direkt aus der dynamischen Charakteristik zu erhalten, wenn diese als Experimentalkurve vorliegt. Hierzu lege man die vorgegebene Steuergitterwechselspannung an die dynamische Charakteristik und konstruiere die Anodenstromkurve als Funktion der Zeit. Diese Kurve braucht nur in eine Fourierreihe zerlegt werden. Aus sechs geeignet gewählten Punkten der dynamischen Charakteristik kann man die Wechselstromamplituden bis zur sechsten Harmonischen einschließlich angenähert berechnen:

$$i(t) = i_g + i_1 \sin \omega t + i_2 \cos 2\omega t + i_3 \sin 3\omega t + i_4 \cos 4\omega t + i_5 \sin 5\omega t + i_6 \cos 6\omega t .$$

Man erhält:

$$i_g = \frac{1}{12}\left[(i_{\max} + i_{\min}) + 2(i_a + i_b) + 2(i_c + i_d) + 2 i_0\right],$$

$$i_1 = \frac{1}{6}\left[(i_{\max} - i_{\min}) + \sqrt{3}(i_a - i_b) + (i_c - i_d)\right],$$

$$i_2 = \frac{1}{6}\left[(i_{\max} + i_{\min}) + (i_a + i_b) - (i_c + i_d) - 2 i_0\right],$$

$$i_3 = \frac{1}{6}\left[(i_{\max} - i_{\min}) - 2(i_c - i_d)\right],$$

$$i_4 = \frac{1}{6}\left[(i_{\max} + i_{\min}) - (i_a + i_b) - (i_c + i_d) + 2 i_0\right],$$

$$i_5 = \frac{1}{6}\left[(i_{\max} - i_{\min}) - \sqrt{3}(i_a - i_b) + (i_c - i_d)\right],$$

$$i_6 = \frac{1}{12}\left[(i_{\max} + i_{\min}) - 2(i_a + i_b) + 2(i_c + i_d) - 2 i_0\right],$$

wobei:

i_0	der Strom für	$V_g = V_0$ (Arbeitspunkt, Abb. 88)
i_{max}	,, ,, ,,	$V_g = V_0 + E$
i_{min}	,, ,, ,,	$V_g = V_0 - E$
i_a	,, ,, ,,	$V_g = V_0 + E\sqrt{3}/2$
i_b	,, ,, ,,	$V_g = V_0 - E\sqrt{3}/2$
i_c	,, ,, ,,	$V_g = V_0 + E/2$
i_d	,, ,, ,,	$V_g = V_0 - E/2$

ist. Hierbei wurde E für die Gitterwechselspannungsamplitude geschrieben.

Schrifttum: *21, 24, 27, 69, 98, 115, 159, 160, 184, 275, 302, 306.*

§40. Ursachen für die Abweichungen der dynamischen Charakteristik von einer Geraden. Die dynamische Charakteristik der Abb. 87, welche den Verlauf einer dynamischen Charakteristik im allgemeinen wiedergibt, zeigt zwei Abweichungen von einer Geraden, nämlich in der Nähe von $I_a = 0$ und in der Umgebung von $V_g = 0$, was im $I_a V_a$-Diagramm mit $V_a \approx 0$ zusammenfällt (bzw. untere und obere Krümmung der dynamischen Charakteristik).

In der Umgebung von $I_a = 0$ fällt die dynamische Charakteristik mit der statisch bei konstanter Anodenspannung mit $R_a = 0$ gemessenen Anodenstrom-Gitterspannungskurve zusammen. Denn bei kleinen I_a-Werten, wo V_g stark negativ ist, wird, wie z. B. aus dem Kurvenbild (Abb. 85) folgt, der Innenwiderstand der Röhre ($\triangle V_a/\triangle I_a$ bei konstantem V_g) groß, verglichen mit dem Belastungswiderstand R_a. Die Anodenspannung beeinflußt hier praktisch den Anodenstrom nicht, so daß wir auch die Anodenspannung konstant annehmen dürfen, und so gelangen wir eben zur statischen $I_a V_g$-Charakteristik. Die untere Krümmung der dynamischen Charakteristik hat also dieselbe Ursache wie die untere Krümmung der statischen Charakteristik.

Wie im § 2 erläutert, ist die statische Charakteristik aller Elektronenröhren, deren Steuerung durch ein Gitter erfolgt, gekrümmt, und zwar im Idealfall eines sehr feinmaschigen Gitters, das keine Inselbildung erzeugen würde, nach dem Gesetz, daß der Anodenstrom gleich der 3/2-Potenz der Steuerspannung ist. Diese ideale „Mindestkrümmung" ist in Abb. 96 gezeichnet. In Wirklichkeit treten andere Charakteristikformen auf, deren Zusammenhang mit der Steuergitterkonstruktion im § 41 behandelt werden soll.

Wir kommen jetzt zur oberen Krümmung der dynamischen Charakteristik. Aus der Abb. 85, § 38, kann als Ursache hierfür abgelesen werden: Das einander immer Näherrücken der Kurven mit konstanter Gitterspannungsdifferenz, wenn man entlang der Arbeitsgeraden nach links geht. Diese Verhältnisse werden besser, wenn der Anodengleichstrom als Funktion der Anodengleichspannung für V_g in der Nähe von 0 schneller

ansteigt. Besonders ungünstig gestaltet sich diese obere Krümmung der dynamischen Charakteristik oft bei Tetroden mit starker Sekundär-

Abb. 89. Anodenstrom(vertikal)-Anodenspannungskurven einer Tetrode-Leistungsröhre (Sekundäremission) und gestrichelt die etwa entsprechenden Pentode-Kurven. Die eingezeichnete Gerade entspricht dem Anodenbelastungswiderstand R_a.

emission, wofür Abb. 89 und 90 ein Beispiel geben. Wie aus Abb. 89 zu ersehen, werden diese Verhältnisse verbessert, wenn man den Belastungswiderstand R_a kleiner wählt, wodurch die Arbeitsgerade eine größere Neigung erhält. Diese Maßnahme verkleinert aber die maximal erzielbare Ausgangsleistung. Bei einer idealen Röhre in bezug auf obere Krümmung der dynamischen Charakteristik muß der Anodengleichstrom bis zu möglichst kleinen Werten der Anodengleichspannung möglichst wenig von dieser Anodenspannung abhängen. Mittel, um diesem Ideal möglichst nahezukommen, werden weiter unten besprochen.

Abb. 90. Dynamische Charakteristiken: Anodenstrom (vertikal)-Steuergitterspannung entlang der Geraden von Abb. 89. Gestrichelt für den gestrichelten Charakteristikenverlauf von Abb. 89.

Schrifttum: *116a*, sowie § 2, § 39, § 43, § 59, § 64 und § 66.

§ 41. **Inselbildung und Steuergitterkonstruktion.** Wie in § 2 dargelegt (vgl. Abb. 6), ist das Potential in der Nähe der Kathodenoberfläche oft nicht als konstant zu betrachten, was Inselbildung auf der Kathode zur Folge hat. Ein Versuch, die statische Röhrencharakteristik auf Grund der wirklichen Potentialverhältnisse in der Steuergitterfläche zu berechnen, stößt infolge der Raumladung auf große Schwierigkeiten. Wir werden allgemein den Einfluß der Inselbildung auf die Charakteristik erläutern und an Hand von vereinfachenden Annahmen einige Charakteristiken mit Indelbildung berechnen. Wir können bei dieser Erörterung von einer Triode ausgehen.

Wir denken uns zunächst das Gitter zylindrisch und konzentrisch zur Kathodenoberfläche. In Abb. 91 ist ein Querschnitt mit einer Ebene durch die Achse der Anordnung gezeichnet. Infolge des „Durchgriffs“

der Anodenspannung (vgl. § 2 und Abb. 6) emittieren die Stellen der Kathode vor den „Löchern“ im Gitter mehr als die Stellen hinter den Gitterdrähten (bzw. a und b in Abb. 91). Man kann die Kathode in eine Anzahl von kleinen Kathoden zerschnitten denken und erhält so verschiedene Röhren parallel geschaltet. Nimmt man zur Vereinfachung zwei Röhrenarten (a und b in Abb. 91) an, so haben diese Röhren verschiedene Steuerspannungen und die Charakteristik zweier parallel geschalteter Röhren wird:

Abb. 91. Querschnitt durch die Kathode und durch die Steuergitterspirale in einer Ebene durch die Kathodenachse. Unterscheidung zwischen den Stellen a zwischen den Gitterdrähten und den Stellen b hinter diesen Drähten. Diese Stellen liefern verschiedene Beitrage zur Gesamtcharakteristik der Röhre.

$$i = C\,(a V_a^{3/2} + b V_b^{3/2})\,. \tag{41,1}$$

Für V_b und für V_a kann die Steuergittervorspannung plus Anodenspannung mal Durchgriff angenommen werden, wobei der Durchgriff für V_b kleiner ist als für V_a. Von feineren Zügen der Aufgabe, wie Kontaktpotentialdifferenz und Potentialminimum vor der Kathode, sehen wir hier ab. Für bestimmte Verhältnisse ist die Summe Gl. (41,1) als Funktion berechnet worden (Abb. 92). Man sieht deutlich die Verzerrung der 3/2-Potenzkurve, welche hieraus entsteht. Offenbar wird der Strom bei stark negativem Steuergitter vergrößert (Kurve c gegen b) und die Neigung der Charakteristik ist hier geringer gegenüber der einfachen 3/2-Potenz (vgl. Kurven c und d in Abb. 92). Je größer die Gittermaschenweite, um so größer wird a und die erwähnte Abflachung der Charakteristik bei stark negativen Gitterspannungen. Dicke Gitterdrähte und große Ganghöhen führen zu starker Inselbildung. Für ideale 3/2-Potenzcharakteristiken ist eine kleine Ganghöhe bei kleiner Gitterdrahtdicke im Vergleich zum Gitter-Kathodenabstand, also ein feinmaschiges Gitter erforderlich.

Abb. 92. Statische Anodenstrom(vertikal)-Steuergitterspannungscharakteristik einer Endröhre (c), zusammengestellt aus zwei Charakteristiken (a) und (b), die je für sich einer 3/2-Potenz entsprechen. Die Kurve d fällt im Anfangs- und Endpunkt mit der Kurve c zusammen und hat die Gestalt einer reinen 3/2-Potenz. Es ist deutlich zu ersehen, daß ganz links (stark negative Steuergittervorspannung) c eine geringere Steilheit besitzt als d. Diese Eigenschaft ist für die Inselbildung charakteristisch (vgl. Abb. 95).

Wir haben bis jetzt ein Steuergitter betrachtet, das die Form eines konzentrischen Zylinders zur Kathode hat. In Wirklichkeit sind Konstruktionen wie in Abb. 93 gebräuchlich. Hierbei tritt auch noch eine Inselbildung als Funktion des Winkels um die Kathodenachse auf.

Erstens hat das Steuergitter einen variablen Abstand von der Kathodenoberfläche und zweitens üben die ziemlich dicken Gitterstäbe eine besondere Steuerwirkung aus, welche eine „Bündelung" des emittierten Elektronenstroms (vgl. Abb. 42) zur Folge hat. Die Dichte des auf die Anode treffenden Elektronenstroms als Funktion des Winkels um die Kathodenachse hat bei einer Gitterkonstruktion nach Abb. 93 die in Abb. 94 gezeichnete Gestalt.

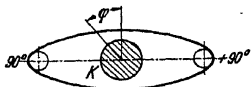



Abb. 93. Querschnitt durch eine Steuergitterkonstruktion der üblichen Form in einer Ebene senkrecht zur Achse der Kathode K

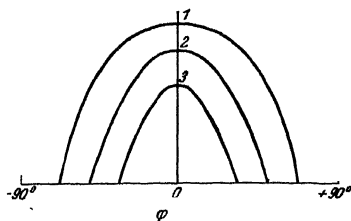



Abb. 94. Elektronenstromdichte auf der Anode (vertikal) als Funktion des Winkels φ in Abb. 93 bei einer Gitterkonstruktion nach Abb. 93. Kurven 1, 2, 3 bei verschiedener Vorspannung auf dem Steuergitter (1 am mindesten, 3 am meisten negativ). Mit einer vor der Anode beweglichen Sonde gemessen.

Zur Herabsetzung der Inselbildung in Abhängigkeit des Winkels um die Kathodenachse kann man versuchen, die Steuergitterfläche über ein

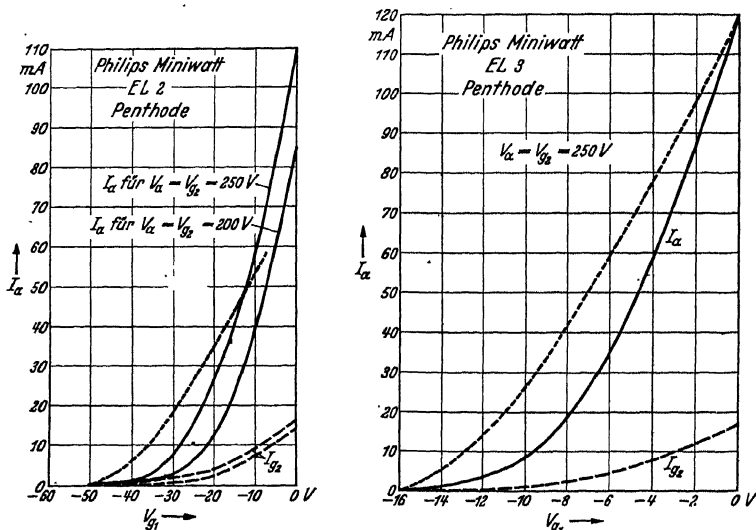



Abb. 95. Links: Statische Charakteristiken der Endpentode E L 2. Die punktierte Linie entspricht einer 3/2-Potenzkurve, die bei $V_g = -50$ und bei $I_a = 50$ mA mit der ausgezogenen Charakteristik zusammenfällt. Rechts: Charakteristik der Endpentode E L 3. Die punktierte Linie ist eine 3/2-Potenzkurve, die bei $V_g = -16$ und bei $I_a = 120$ mA mit der Charakteristik zusammenfällt (vgl. auch Abb. 92).

möglichst großes Winkelgebiet mit der Kathodenoberfläche parallel verlaufen zu lassen. Gleichzeitig ist es für diesen Zweck nützlich, die Stäbe,

welche das Steuergitter stützen, möglichst weit von der Kathode zu entfernen. Auch Kathoden mit ovalem und mit rechteckigem Querschnitt sind verwendet worden. Es muß ein Kompromiß gesucht werden zwischen der erforderlichen Festigkeit der Gitterkonstruktion einerseits und möglichst geringer Inselbildung andererseits. Als wichtiger Faktor kommt noch hinzu, daß Gitter mit weiteren Maschen aus dickerem Draht billiger und mit geringerer Streuung herzustellen sind als feinmaschige Gitter.

In Abb. 95 sind einige statische Charakteristiken von ausgeführten Endröhren zusammengestellt, wobei ein Vergleich mit der ebenfalls gezeichneten idealen 3/2-Charakteristik gemacht werden kann.

Schrifttum: *154*, vgl. § 2, § 40, § 42, § 60.

§ 42. Verzerrungswerte für verschiedene dynamische Charakteristiken. Wie in § 40 auseinandergesetzt wurde, ist die untere Krümmung der dynamischen Charakteristik bei Pentoden und Tetroden praktisch identisch mit der unteren Krümmung der statischen Charakteristik für konstante Anodenspannung. Die Erörterung in § 41 lehrt, daß günstigstenfalls diese Krümmung nach einer 3/2-Potenz verläuft. Wir untersuchen jetzt, welche Verzerrungen bei einer solchen günstigen Krümmung auftreten.

In Abb. 96 ist eine 3/2-Potenzkurve gezeichnet. Hierbei wählen wir A als Arbeitspunkt ($V_g = -19$ V, $i_0 = 83$ mA) dieser dynamischen Charakteristik und steuern einmal mit 9,5 V Scheitelwert und dann mit 19 V Scheitelwert. Die Verzerrungen berechnen wir nach dem graphischen Verfahren von § 39. Wie dort nennen wir i_1 die Amplitude des Anodenwechselstroms mit der Grundfrequenz. Weiter ist d_2 in Prozent der Quotient i_2/i_1, wo i_2 die Amplitude des Anodenwechselstroms mit der zweifachen Grundfrequenz darstellt. Analog ist die Bedeutung von d_3, d_4 usw. in bezug auf die dreifache, vierfache . . . Grundfrequenz. Schließlich ist d die Quadratwurzel aus der Summe $d_1^2 + d_2^2 + d_3^2 + d_4^2 + \cdots$ und wird schlechthin als Verzerrung bezeichnet. Man findet:

für 9,5 V Scheitelwert der Gitterwechselspannung

$$i_1 = 61{,}2; \quad d_2 = 6{,}7\%; \quad d_3 = 0{,}4\%; \quad d_4 = 0{,}13\%; \quad d_5 = 0{,}4\%;$$
$$d_6 = 0{,}13\%; \quad d = 6{,}7\%;$$

für 19 V Scheitelwert

$$i_1 = 121{,}5; \quad d_2 = 13{,}4\%; \quad d_3 = 1{,}65\%; \quad d_4 = 0{,}9\%; \quad d_5 = 1{,}1\%;$$
$$d_6 = 0{,}6\%; \quad d = 13{,}6\%.$$

Hieraus geht hervor, daß die Verzerrung fast ausschließlich aus der zweiten Harmonischen besteht. Die Verzerrung ist nahezu proportional sowohl mit der Gitterwechselspannung als auch mit dem Anodenwechselstrom. Auch die für „kleine“ Gitterwechselspannungen abgeleiteten

Gesetze von § 39 sind hier noch bestätigt. So ist d_2 nahezu proportional zu E, d_3 zu E^2 und d_4 zu E^3, wenn E die Eingangswechselspannung ist.

Wir haben auch noch den Arbeitspunkt B von Abb. 96 versucht. ($V_g = -16$ V, $i_0 = 103$ mA) mit einem Scheitelwert von 16 V am Gitter:

$$i_1 = 110; \quad d_2 = 10{,}4\%; \quad d_3 = 0{,}27\%; \quad d_4 = 0{,}90\%; \quad d_5 = 0{,}5\%;$$

Dieser Arbeitspunkt ist verglichen mit dem Punkt A kaum günstiger.

In Abb. 97 ist wieder die 3/2-Charakteristik von Abb. 96 gezeichnet, aber jetzt mit einer ungünstigeren unteren Krümmung (z. B. durch Insel-

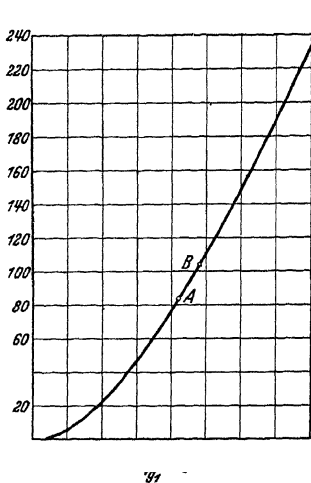



Abb. 96. Dynamische Anodenstrom-Steuergitterspannungskurve einer idealen Röhre, die vollkommen einer 3/2-Potenzkurve entspricht.

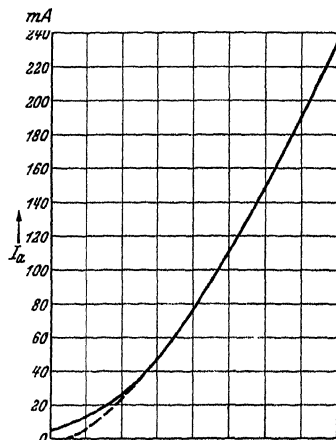



Abb. 97. Verzerrung der idealen 3/2-Potenzkurve von Abb. 96 durch eine untere Krümmung (gestrichelt die 3/2-Potenzkurve).

bildung verursacht). Als Arbeitspunkt ist wieder gewählt $V_g = -19$ V, $i_0 = 83$ mA und als Scheitelwert der Gitterwechselspannung 19 V Man findet:

$$i_1 = 115; \quad d_2 = 16{,}8\%; \quad d_3 = 2{,}47\%; \quad d_4 = 0{,}22\%; \quad d_5 = 0{,}52\%;$$
$$d_6 = 0{,}22\%; \quad d = 17\%.$$

Die Verstärkung ist gegenüber der reinen 3/2-Kurve gesunken, die Verzerrung, wieder fast ausschließlich aus der zweiten Harmonischen bestehend, bedeutend gestiegen.

Die Abb. 98 stellt die 3/2-Kurve von Abb. 96 mit einer oberen Krümmung dar. Unter den gleichen Bedingungen, wie gerade erwähnt, findet man:

$$i_1 = 105; \quad d_2 = 6{,}4\%; \quad d_3 = 8{,}3\%; \quad d_4 = 2{,}6\%; \quad d_5 = 0{,}5\%;$$

Die Verstärkung ist gegenüber der Abb. 97 noch etwas weiter gesunken. Die zweite Harmonische ist prozentual stark gesunken, die dritte stark gestiegen. Die Gesamtverzerrung ist günstiger als im entsprechenden Fall bei einer reinen 3/2-Kurve.

Eine Zusammenstellung der beiden zuletzt behandelten Abweichungen von der 3/2-Charakteristik zeigt Abb. 99. Man findet für $V_g = -19$ V, $i_0 = 83$ mA, 19 V Scheitelwert:

$i_1 = 102$; $d_2 = 8{,}8\%$; $d_3 = 9{,}3\%$; $d_4 = 2{,}7\%$; $d_5 = 0{,}08\%$; $d_6 = 0{,}0\%$; $d = 13{,}1\%$.

Während die Verstärkung noch etwas weiter gesunken ist, zeigt die Ver-

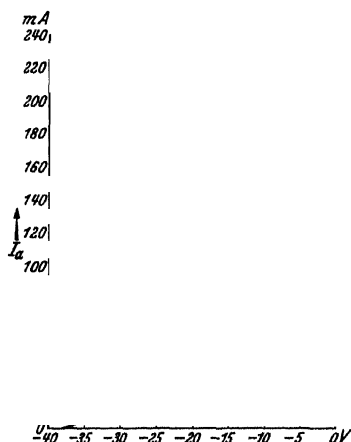



Abb. 98. Verzerrung der 3/2-Potenzkurve von Abb. 96 durch eine obere Krümmung (gestrichelt die Kurve von Abb. 96).

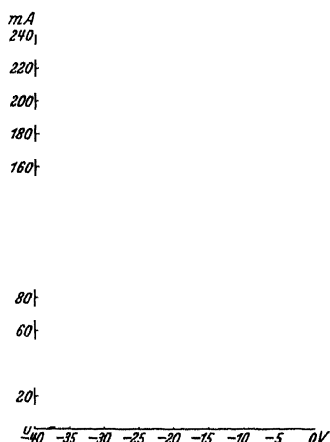



Abb. 99. Zusammenstellung der Verzerrungen aus Abb. 97 und 98.

zerrung gegenüber dem vorigen Fall nur geringe Veränderung. Die dritte Harmonische ist wieder prozentual die größte. Es ist auch möglich, daß die dynamische Charakteristik gegenüber der 3/2-Kurve eine Abweichung nach oben aufweist (Abb. 101). Hierbei findet man für $V_g = -19$ V und $i_0 = 83$ mA, sowie 19 V Scheitelwert:

$i_1 = 131$; $d_2 = 20{,}6\%$; $d_3 = 3{,}7\%$; $d_4 = 3{,}1\%$; $d_5 = 1{,}0\%$; $d_6 = 0{,}25\%$; $d = 21{,}2\%$.

Obwohl die Verstärkung größer ist als bei der 3/2-Kurve, sind die Verzerrungen, wieder in der Hauptsache aus zweiter Harmonischen bestehend, viel ungünstiger.

Endlich haben wir (Abb. 100) eine rein quadratische Charakteristik auf Verzerrung untersucht, wobei die Arbeitspunkte vergleichbar mit denjenigen von Abb. 96 gewählt wurden.

Für $i_0 = 58$ mA, $V_g = -19$ V und 9,5 V Scheitelwert ergibt sich:
$i_1 = 57{,}75$; $d_2 = 13{,}3\%$; $d_3 = 0{,}14\%$; $d_4 = 0{,}14\%$; $d_5 = 0{,}14\%$; $d_6 = 0{,}07\%$; $d = 13{,}3\%$. Diese Werte wurden, wie alle in diesem Paragraphen angegebenen, aus den Gleichungen am Schluß des § 39 berechnet. Exakt gilt $d_3 = d_4 = d_5 = d_6 = 0$.

Für $i_0 = 78$ mA, $V_g = -16$ V und 16 V Scheitelwert:

$i_1 = 113$; $d_2 = 18\%$; $d_3 = 0{,}15\%$; $d_4 = 0{,}15\%$; $d_5 = 0{,}44\%$; $d_6 = 0{,}22\%$; $d \doteq 18\%$ (d_3, d_4, d_5, d_6 vgl. oben).

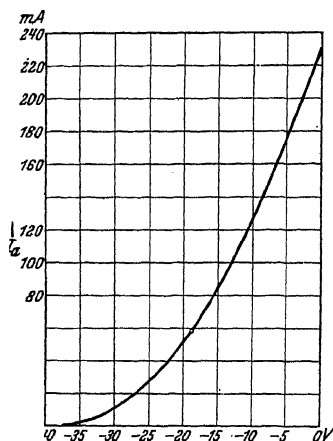



Abb. 100. Idealisierte dynamische Charakteristik, die einer vollkommen quadratischen Kurve entspricht.

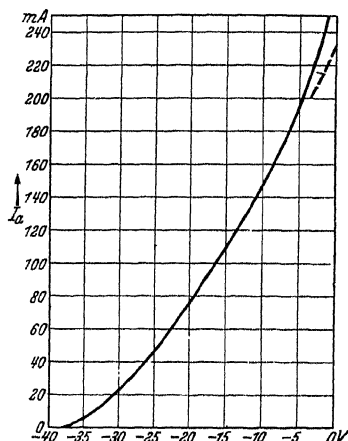



Abb. 101. Verzerrung der 3/2-Potenzkurve aus Abb. 96 durch eine obere Krümmung nach oben (gestrichelt die Kurve von Abb. 96).

Die Verstärkung ist kleiner als bei der 3/2-Kurve. Die Verzerrung ungünstiger und ausschließlich zweite Harmonische.

Durch die Betrachtung der in den Abb. 96—101 skizzierten Fälle erhält man einen Überblick der Einflüsse, die verschiedene Abweichungen von der idealen 3/2-Kurve auf die Verzerrungen in Endröhren haben.

Schrifttum: *82, 88, 140, 143, 148, 174,* vgl. auch § 39.

§ 43. **Konstruktive Beeinflussung der oberen Krümmung der dynamischen Charakteristik.** Im vorigen § 42 ist gezeigt worden, in welcher Weise eine obere Krümmung der dynamischen Charakteristik, ausgehend von der idealen 3/2-Kurve, die Verzerrung beeinflußt: eine Charakteristik, deren oberer Teil höher liegt als die 3/2-Kurve (Abb. 101), führt zu einer starken Vergrößerung der Verzerrung durch Steigerung der zweiten Harmonischen; eine dynamische Charakteristik, deren oberer Teil niedriger liegt als die 3/2-Kurve (Abb. 98), führt zu einer günstigeren

Verzerrung, aber zu einer Steigerung der dritten Harmonischen. Es ist nützlich, allgemein überblicken zu können, wie man durch besondere konstruktive Maßnahmen bei Tetroden und Pentoden die obere Krümmung der dynamischen Charakteristik beeinflussen kann. Sie hängt direkt mit der Form der Anodenstrom—Anodenspannungskurve (§ 40) zusammen.

Wir betrachten zunächst eine Tetrode und vernachlässigen dabei den Einfluß der sekundären Elektronenemission von Schirmgitter und Anode. Die Elektronen, welche nicht durch das Schirmgitter aufgefangen werden, schießen durch die Maschen dieses Gitters hindurch, mit einer Geschwindigkeit, welche in Volt ausgedrückt ungefähr durch die Schirmgitterspannung gegeben ist. Wenn die Austrittsgeschwindigkeit der Elektronen aus der Kathode für alle Elektronen exakt gleich wäre und auch ferner in der Röhre alle Elektronen die gleiche Geschwindigkeit erhalten würden, so würde aus den Schirmgittermaschen ein Elektronenstrom mit einer einzigen Geschwindigkeit in den Raum zwischen Schirmgitter und Anode treten. Wir nehmen an, die Anode sei dicht hinter dem Schirmgitter angeordnet, und lassen die Anodenspannung von 0 an zunehmen. Der Anodenstrom steigt an und erreicht einen Wert, der auch bei weiterer Steigerung der Anodenspannung nicht mehr größer wird. Bei Vergrößerung des Abstandes Schirmgitter—Anode verläuft der Anstieg des Anodenstromes weniger steil (Abb. 102, Kurven $OABC$, bzw. OBC).

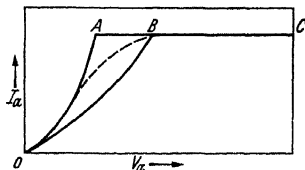



Abb. 102. Anodenstrom(vertikal)-Anodenspannungskurven in einer Tetrode ohne Sekundäremission. Die ausgezogenen Kurvenzüge O A B C und O B C sind stark idealisiert und würden einem Elektronenstrom durch das Schirmgitter, wobei alle Elektronen vollkommen gleiche und gleichgerichtete Geschwindigkeiten haben, entsprechen. Gestrichelt: Kurvenverlauf als Folge der Geschwindigkeitsstreuung.

Infolge der verschiedenen Elektronengeschwindigkeiten in der Röhre wird die Kurve $OABC$ der Abb. 102 durch die gestrichelte Kurve ersetzt. Die Streuung der Elektronengeschwindigkeiten wird primär verursacht durch die Maxwellverteilung der Austrittsgeschwindigkeiten aus der Kathode. Sie wird vergrößert durch die Abbeugung der Elektronen durch die Drähte des ersten und zweiten Gitters und durch Potentialverschiedenheiten in der Umgebung der Gitterflächen, z. B. durch Gitterstützen, Abschirmbleche usw., welche z. B. Kathodenpotential haben.

Wir lassen jetzt Sekundäremission des Schirmgitters zu, aber noch nicht Sekundäremission der Anode. Die Austrittsgeschwindigkeit der Sekundärelektronen streut zwischen Null und Werten gleich den Geschwindigkeiten der primär aufprallenden Elektronen. Die niedrigen Geschwindigkeiten, z. B. unter 10 oder 20 V, überwiegen. Diese Sekundärelektronen werden bei steigender Anodenspannung nach und nach alle zur Anode gesaugt und veranlassen, daß die Kurve $OABC$ der Abb. 102 die in Abb. 103 (Kurve 1) gezeichnete Gestalt annimmt. Bei Tetroden

mit wenig sekundär emittierenden Anodenoberflächen (z. B. berußt) gibt Abb. 103 (Kurve 1) den allgemeinen Verlauf der wirklichen Anodenstrom—Anodenspannungs-Charakteristiken wieder. Offenbar wird der **Innenwiderstand** durch die zur Anode wandernden Sekundärelektronen des Schirmgitters für höhere Anodenspannungen herabgesetzt.

Wenn die Anode ebenfalls Sekundärelektronen emittiert, so haben diese für Anodenspannungen, kleiner als die Schirmgitterspannung, die Neigung, zum Schirmgitter zu wandern. Man erhält die Kurve 3 der Abb. 103. Die gezeichnete Deformation der Charakteristik durch die Anodensekundärelektronen kann nicht so stark eintreten, wenn die Anode einen genügend großen Abstand vom Schirmgitter hat (Kurve 2 von Abb. 103).

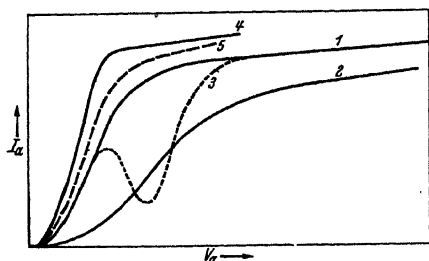



Abb. 103. Anodenstrom-Anodenspannungskurven.
1 = Tetrode mit Sekundäremission des Schirmgitters, kleinem Abstand Anode-Schirmgitter,
2 = Tetrode wie Kurve 1, aber großer Abstand Anode-Schirmgitter.
3 = Tetrode wie Kurve 1, aber mit Sekundäremission der Anode.
4 = Durch günstige Dimensionierung bei Sekundäremission von Schirmgitter und Anode erreichbare Form der Charakteristik.
5 = Die zu 4 analoge Kurvenform für eine Pentode.

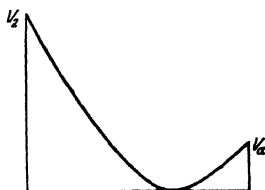



Abb. 104. Horizontal: Abstand Anode—Schirmgitter. Links ist die Schirmgitterspannung, rechts die Anodenspannung aufgetragen. Ausbildung eines Potentialminimums mit einer virtuellen Kathode zwischen Anode und Schirmgitter.

Infolge der sich bildenden Raumladung kehren bei niedriger Anodenspannung Elektronen vor der Anode um. Der Potentialverlauf zwischen Schirmgitter und Anode hat z. B. die in Abb. 104 gezeichnete Gestalt. Es bildet sich vor der Anode eine Raumladung mit einem Potentialminimum, das z. B. Kathodenpotential aufweist, aus. Dies tritt allerdings nur ein, wenn eine genügende Anzahl von Elektronen durch das Schirmgitter hindurch in den Anodenraum eintritt. Bei der Ausbildung eines Potentialminimums nach Abb. 104 können auch keine Sekundärelektronen von der Anode zum Schirmgitter gelangen. Bei günstiger Dimensionierung des Schirmgitter-Anodenraumes ist es möglich, trotz der bestehenden Anodensekundäremission doch eine Charakteristik, wie z. B. die Kurve 4 der Abb. 103, zu erhalten, die offenbar in bezug auf obere Krümmung der dynamischen Charakteristik günstig ist. Die hierzu günstigsten Werte des durch das Schirmgitter hindurchtretenden Stromes sowie des Abstandes Schirmgitter—Anode können bei vorgegebenem Schirmgitter- und Anodenmaterial (Sekundäremission) auf experimen-

tellem Weg ermittelt werden. Die in Abb. 105 skizzierten Kurven führen zu einer geraden dynamischen Charakteristik (vgl S. 114).

Wir betrachten jetzt eine Pentode. Hier verursacht das Fanggitter allein bereits einen Potentialverlauf analog zu dem in Abb. 104 skizzierten. Nur ist das Potentialminimum außer in den Fanggitterdrähten (die Kathodenpotential haben) nicht Null, sondern hat einen endlichen positiven Wert. Dieser Wert ist um so größer, je weitmaschiger das Fanggitter ist und je höher die Anodenspannung. Das Fanggitter bewirkt, daß bei einer Pentode mit gleichem Schirmgitter-Anodenabstand, wie bei einer sonst gleichen Tetrode bei steigender Anodenspannung, der Anstieg des Anodenstromes erst etwas später erfolgt (Kurve 5, Abb. 103). Diese Kurve 5 rückt in Abb. 103 nach links, wenn das Fanggitter weitmaschiger gemacht wird (natürlich innerhalb bestimmter Grenzen). Auch eine positive Spannung auf ein vorgegebenes Fanggitter hat diese Wirkung. Andererseits verringern diese Maßnahmen die Wirkung des Fanggitters als Schutz gegen Anodensekundärelektronen, die zum Schirmgitter wandern könnten. Man muß somit auf experimentellem Weg einen geeigneten Kompromiß zustande bringen.

Abb. 105. Idealisierte Anodenstrom—Anodenspannungskurven. Die Differenz in der negativen Steuergittervorspannung zwischen den Kurven 1 und 2 ist genau so groß wie zwischen den Kurven 2 und 3, 3 und 4, 4 und 5.

Schrifttum: *32, 33, 56, 111, 137, 138, 222, 262*, vgl. auch § 63, § 64, § 66.

§ 44. Röhrenschaltungen als A-, B- und A/B-Verstärker. Die in § 38 Abb. 86 für eine Leistungsverstärkerstufe angegebene Schaltung nennt man allgemein die *A*-Verstärkerschaltung. Das Wesentliche hierbei ist, daß bei allen Werten der Steuergitterspannung im Betrieb (also mit Eingangswechselspannung) Anodengleichstrom fließt. Meistens ist an Stelle der Schaltung (Abb. 86) die von Abb. 106 üblich. Der Belastungswiderstand (Lautsprecher) wird durch den Transformator *T* auf einen Wert transformiert, der dem günstigsten Anpassungswiderstand der Leistungsröhre entspricht. Wir nehmen im vorliegenden Abschnitt der einfachen Übersicht halber an, alle benutzten dynamischen Charakteristiken seien gerade Linien. Die Anodenspannung im Arbeitspunkt sei V_{a0}, der Anodenstrom I_{a0}. Dann ist bei *A*-Verstärkung der Anpassungswiderstand im Anodenkreis durch die Bedingung bestimmt, daß für keinen Zeitpunkt in einer Periode

Abb. 106. Schaltung einer Pentode als A-Verstarker mit Transformator T und Lautsprecher L.

der Gitterwechselspannung die Anodenspannung negativ werden kann. Da die Amplitude des Anodenwechselstromes bei voller Aussteuerung der dynamischen Charakteristik I_{a0} beträgt (vgl. Abb. 88 § 38), ist also $R_a = V_{a0}/I_{a0}$. Der günstigste Wirkungsgrad (abgegebene Anodenwechselstromleistung dividiert durch zugeführte Anodengleichstromleistung) ist somit

$$\eta = (I_{a0}/\sqrt{2})^2 R_a/V_{a0} I_{a0} = 50\% .$$

In Abb. 107 sind die Leistungsverhältnisse im A-Verstärker veranschaulicht worden.

Beim B-Verstärker ist im Arbeitspunkt der Anodengleichstrom Null. Bei sinusförmiger Gitterwechselspannung hat der Anodenstrom als Funktion der Zeit somit die Gestalt einer halben Sinuskurve. Man benutzt zwei Röhren in Gegentaktschaltung (Abb. 108). Hierbei kommt auf das Steuergitter der einen Pentode die positive Halbperiode der Eingangswechselspannung, wenn die andere die negative Halbperiode erhält (Abb. 109), und wenn man die Anodenströme als Funktion der Zeit summiert, kommt gerade eine volle Sinuskurve heraus. Wir berechnen jetzt den Wirkungsgrad solcher B-Verstärkerröhren. Der Anodengleichstrom einer Röhre ist I_0/π, wenn I_0 den zur Gitterspannung $V_g = 0$ gehörenden Anodenstrom bezeichnet. Die Ausgangsleistung einer Röhre ist $R_a I_0^2/4$ und der Anpassungswiderstand $R_a = V_{a0}/I_0$. Die zugeführte Gleichstromleistung zur Anode einer Röhre beträgt $V_{a0} I_0/\pi$. Somit wird der Wirkungsgrad $\pi V_{a0} I_0/4 V_{a0} I_0 = \pi/4 = 78{,}5\%$. Die Leistungsverhältnisse bei nicht voller Aussteuerung einer Gegentakt-B-Stufe mit zwei

Abb. 107. Die zugeführte Leistung (W_i) (Gerade I), die abgegebene Leitung W_0 (Kurve II), die Verlustleistung W_a (Kurve III), ausgedrückt in Prozent der maximalen zugeführten Leistung als Funktion der Amplitude des Ausgangswechselstroms, ausgedrückt in Prozent der maximalen Amplitude bei A-Verstärkung. Der maximale Wirkungsgrad ist hier etwa 50%.

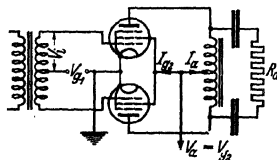



Abb. 109. Gegentakt-B-Verstärkung. Die Geraden 1 und 2 stellen die idealisierten dynamischen Charakteristiken der beiden Pentoden dar. Horizontal: Steuergitterwechselspannung. Die Anodenstromkurven ergänzen sich zu einer Sinuslinie.

Abb. 108. Schaltung zweier Pentoden als Gegentaktverstärker.

Pentoden sind aus Abb. 110 zu ersehen. In dieser Abb. 110 ist $I_{a\,max}$ statt I_0 geschrieben worden. Das Maximum der zugeführten Anodenverlustleistung tritt nicht zu gleicher Zeit auf wie das Maximum der Ausgangsleistung. Aus Abb. 110 folgt, daß die maximal in der Anode verbleibende Leistung (Verlustleistung) 32% der zugeführten Leistung bei voller Belastung beträgt. Nimmt man Röhren mit einer maximal zulässigen Verlustleistung von z. B. 10 W, so kann mit einer solchen Röhre also $78{,}5 \cdot 10/32 = 24{,}5$ W Ausgangsleistung erzielt werden. Bei einer solchen 10 W-Röhre als *A*-Verstärker kann im günstigsten Fall nur 5 W Ausgangsleistung erreicht werden. In dieser günstigeren Ausnutzung der *B*-Röhrenschaltung als Gegentaktstufe

Abb. 110. Die zugeführte Leistung W_i (Kurve I) die abgegebene Leistung oder Ausgangsleistung W_0 (Kurve II), die in der Röhre verbrauchte Leistung oder Verlustleistung W_a (Kurve III) ausgedrückt in Prozent der maximalen zugeführten Leistung als Funktion der Amplitude des Ausgangswechselstroms, ausgedrückt in Prozent der maximalen Amplitude bei der maximalen zugeführten Leistung bei B-Verstärkung. Der Wirkungsgrad η ist ebenfalls aufgetragen (Kurve IV). Man ersieht hieraus, daß die maximale Verlustleistung nicht bei der maximalen zugeführten Leistung auftritt.

Abb. 112. Darstellung der beiden Grenzfälle der dynamischen Kennlinie eines A/B-Verstärkers: eine gerade Linie und eine Parabel. Bei einer parabolischen Kennlinie entsteht bei *b* eine Vergrößerung der Grundwelle durch die zweite Oberwelle, während bei *a* eine Verringerung der Grundwelle des Anodenstroms entsteht. Die beiden Oberwellen in den Röhren I und II sind gegeneinander um 180° in Phase verschoben und kompensieren sich deshalb. Der resultierende Anodenstrom ist infolgedessen wieder eine reine Sinuskurve.

Abb. 111. Dynamische I_a/V_g-Kennlinie einer Röhre, bestehend aus einem geraden Teil und einer unteren Krümmung. Diese Krümmung verursacht die schraffierten Abweichungen der Sinuskurve die bei der B-Schaltung Verzerrung verursachen.

liegt ihr großer Vorteil. Es ist allerdings zu berücksichtigen, daß alle obigen Zahlen auf geraden dynamischen Charakteristiken fußen, also in Wirklichkeit etwas ungünstiger bleiben.

Durch die untere Krümmung der dynamischen Charakteristik entstehen in der *B*-Schaltung Verzerrungen, welche in Abb. 111 skizziert sind. Hierbei ist als Arbeitspunkt die Gittervorspannung V_{g0} (Abb. 111)

angenommen. Diese Verzerrungen treten namentlich bei kleinen Amplituden auf. Bei größeren Amplituden kompensieren sich die Verzerrungen der beiden Gegentaktröhren, wie für eine rein quadratische Charakteristik in Abb. 112 dargestellt ist. Eine Einstellung der negativen Vorspannung zweier im Gegentakt geschalteter Röhren, wie sie in Abb. 112 dargestellt ist, nennt man *A*/*B*-Verstärkung. Ein Merkmal ist, daß die negative Vorspannung weniger negativ liegt als bei *B*-Verstärkung und mehr negativ als bei *A*-Verstärkung. Ohne Gitterwechselspannung fließt also bei *A*/*B*-Verstärkung noch ein merklicher Anodengleichstrom, während dieser Strom im *B*-Falle sehr gering ist. Durch die Krümmung der dynamischen Charakteristiken ist natürlich praktisch oft nicht zu entscheiden, ob eine bestimmte Einstellung *B*-Verstärkung oder *A*/*B*-Verstärkung genannt werden soll. Wir wollen aber festlegen, daß eine quadratische Charakteristik, wie in Abb. 112, besonders zur *A*/*B*-Verstärkung geeignet ist.

Schrifttum: *6, 9, 26, 85, 194, 195, 205, 209, 231, 303.*

§ 45. **Anforderungen an die dynamische Charakteristik bei A- und bei B-Verstärkern.** In § 42 wurde für verschiedene dynamische Charakteristiken die Verzerrung berechnet. Die Röhre wurde hierbei als *A*-Verstärker verwendet. Es zeigte sich, daß in diesem Fall sowohl eine Abweichung von der 3/2-Kurve durch untere Krümmung (Inselbildung) als auch eine Abweichung durch eine obere Krümmung nach oben zu einer bedeutend ungünstigeren Verzerrung führte, als zu der 3/2-Potenzkurve gehörte. Wie aus den Betrachtungen in § 41 folgt, ist eine Abweichung von der 3/2-Kurve durch Inselbildung praktisch nicht zu vermeiden. Wir fragen, wie beim Vorhandensein einer solchen unteren Krümmung der weitere Verlauf der dynamischen Charakteristik am besten gestaltet werden kann. Hierzu bemerken wir zunächst, daß eine dynamische Charakteristik, welche um den Arbeitspunkt herum völlig spiegelsymmetrisch ist, keine geraden Harmonischen des Stromes bei sinusförmiger Gitterwechselspannung erzeugen kann. Hiermit ist gemeint, daß der Teil der dynamischen Charakteristik oberhalb des Arbeitspunktes durch Drehen um den Arbeitspunkt herum mit dem Teil dieser Charakteristik unterhalb des Arbeitspunktes zur Deckung gebracht werden kann. Insbesondere ist also bei einer solchen Charakteristik die zweite Harmonische, sonst ein sehr wichtiger Teil der Verzerrung, immer Null. Wenn außerdem die dynamische Charakteristik in der Umgebung des Arbeitspunktes möglichst gerade ist, so wird die dritte Harmonische bei kleinen Gitterwechselspannungen gering sein. Die Verzerrung wird mit der Ausgangsleistung fast linear zunehmen. Als Beispiel ist in Abb. 113 eine dynamische Charakteristik gezeichnet, die in der Umgebung des Arbeitspunktes ($V_g = -19$ V, $i_a = 79$ mA) einen geraden Teil aufweist, der oben und unten in eine Krümmung übergeht. Die untere Krümmung entspricht hierbei der 3/2-Potenz. Die Charakteristik besitzt die oben erwähnte

Symmetrie um den Arbeitspunkt herum nicht ganz. Man erhält als Verzerrungen (vgl. § 39) für eine Wechselspannung mit 19 V Scheitelwert:

$i_1 = 87$; $d_2 = 5{,}4\%$; $d_3 = 8\%$; $d_4 = 0{,}35\%$; $d_5 = 0{,}35\%$; $d_6 = 0{,}46\%$; $d = 9{,}7\%$.

Für eine Wechselspannung 9,5 V Scheitelwert:

$i_1 = 51$; $d_2 = 1{,}8\%$; $d_3 = 1{,}3\%$; $d_4 = 0{,}49\%$; $d_5 = 0{,}16\%$; %

Diese Zahlen sind günstiger als für irgendeine der im § 42 betrachteten dynamischen Charakteristiken. Es erscheint also richtig, einen geraden Teil um den Arbeitspunkt herum und weiterhin eine spiegelsymmetrische Kurve um diesen Punkt als dynamische Charakteristik für A-Verstärker anzustreben.

Abb. 113. Dynamische Charakteristik, die um den Arbeitspunkt ($V_g = -19$ V, $I_a = 79$ mA) herum zunächst gerade ist und im weiteren Verlauf möglichst spiegelsymmetrisch um diesen Punkt. Die untere Krümmung entspricht einer 3/2-Potenz.

Im Falle der reinen B-Verstärkung werden die geraden Harmonischen durch die Gegentaktschaltung am Ausgang der Stufe zum Verschwinden gebracht. Dies läßt sich aus den Gleichungen des § 39 ersehen. Die Amplituden der geraden Harmonischen sind gerade Funktionen der Gitterwechselspannungsamplitude. Wenn diese ihr Zeichen umkehrt, behalten somit die Stromamplituden der geraden Harmonischen ihr Vorzeichen. Am Ausgang der Gegentaktstufe (Abb. 108) heben daher diese Amplituden sich gegenseitig bei den zwei Röhren auf. Dagegen werden die Amplituden der ungeraden Harmonischen, welche von den zwei Röhren herrühren, am Ausgang der Gegentaktstufe addiert. Für B-Verstärkung ist also eine dynamische Charakteristik, welche nur gerade Harmonische erzeugt, besonders günstig: sie würde am Ausgang der Gegentaktstufe eine Verzerrung Null zur Folge haben. Ein Beispiel ist eine rein quadratische Charakteristik. Die obere Krümmung der dynamischen Charakteristik nach unten erzeugt einen großen Anteil dritter Harmonischer und ist somit für B-Verstärkung besonders unangenehm.

Bemerkt sei noch, daß bei allen Gegentaktschaltungen, sei es nun als A-, B- oder A/B-Verstärker, die oben erwähnte Aufhebung der geradzahligen Harmonischen gilt, wie ja aus der Allgemeingültigkeit der angegebenen Schlußweise folgt.

Schrifttum: *116a*, *231* und § 42.

§ 46. **Belastung durch Impedanzen mit Phasenwinkel.** In der Praxis ist die Anodenbelastungsimpedanz von Endröhren nicht immer ein reiner Widerstand. So ist die Impedanz von Lautsprechern bei hohen Frequenzen durch einen Widerstand parallel geschaltet zu einer Selbstinduktion darstellbar. Es tritt dann ein Phasenwinkel zwischen Anodenwechselstrom und Anodenwechselspannung auf. Es sei die Anodenwechselspannung $e = E \sin \omega t$ und der Wechselstrom durch die Anodenbelastungsimpedanz $i = I \sin (\omega t + \varphi)$. Der Phasenwinkel φ ist positiv bei Impedanzen, darstellbar durch Widerstand und Kapazität parallel und negativ, bei Impedanzen, welche durch Widerstand und Selbstinduktion parallel dargestellt werden können. Wir suchen im Anodenstrom—Anodenspannungs-Diagramm den geometrischen Ort aller Punkte, welche zusammengehörige Strom- und Spannungswerte darstellen. Dieser Ort ist, wie aus der Theorie der LISSAJOUS-Figuren bekannt, eine Ellipse. Nimmt man den Arbeitspunkt als Mittelpunkt eines e-i-Koordinatensystems, so ist die Gleichung dieser Ellipse leicht zu erhalten:

$$\begin{aligned}
&E i = E I \sin \omega t \cos \varphi + E I \cos \omega t \sin \varphi; \\
&I e \cos \varphi = E I \sin \omega t \cos \varphi; \\
&(E i - I e \cos \varphi)^2 = (E I \cos \omega t \sin \varphi)^2 \\
&\qquad = E^2 i^2 + I^2 e^2 \cos^2 \varphi - 2 E I e i \cos \varphi; \\
&(I e \sin \varphi)^2 = E^2 I^2 \sin^2 \omega t \sin^2 \varphi, \quad \text{also} \\
&(E i - I e \cos \varphi)^2 + I^2 e^2 \sin^2 \varphi = E^2 I^2 \sin^2 \varphi \\
&\qquad - 2 E I e i \cos \varphi + I^2 e^2 .
\end{aligned} \tag{46,1}$$

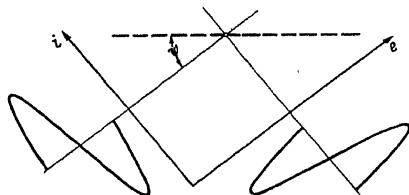



Abb. 114. Definition des e—i-Koordinatensystems und des Winkels ψ der Ellipsenhauptachse mit der e-Achse.

Dies ist eine quadratische Gleichung für e und i und zwar stellt sie eine Ellipse dar. Der Winkel ψ zwischen dem Achsenkreuz dieser Ellipse (vgl. Abb. 114) und der Spannungsachse (e-Achse) ist bestimmt durch:

(46,2)

Für $\varphi = 0$ erhält man hieraus die bereits oft benutzte Beziehung $\operatorname{cotg} \psi = E/I = R_a$, wo R_a der Anodenbelastungswiderstand ist.

Zunächst geht aus Gl. (46,2) hervor, daß die Ellipse die gleiche Lage hat, wenn der Strom der Spannung um einen bestimmten Betrag nacheilt oder umgekehrt. Insbesondere ist für $\varphi = \pm 90°$ der Winkel $\psi = 0$, so daß die Ellipsachsen parallel zur Spannungs- und zur Stromachse des Diagramms verlaufen (Abb. 115). Wenn der Strom nacheilt (φ neg.), so wird die Ellipse im Uhrzeigersinn durchlaufen. Die Abb. 115 zeigt auch noch den Fall, daß $\varphi = \pm 45°$ ist, der in der Praxis mehrfach auftritt.

Bei der obigen Berechnung sind Anodenwechselspannung und Anodenwechselstrom rein sinusförmig vorausgesetzt worden. In Wirklichkeit

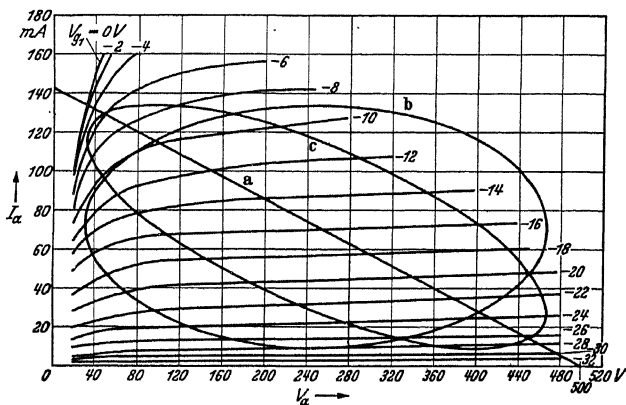



Abb. 115. Anodenstrom(vertikal)-Anodenspannungskuven für eine Endpentode. Die Parameterzahlen bei den verschiedenen Kurven sind Werte der negativen Steuergittervorspannung. Die Gerade *a* entspricht einem Anodenbelastungswiderstand von 3500 Ω, die Ellipse *b* einer Anodenbelastung durch eine reine Kapazität oder durch eine reine Selbstinduktion; die Ellipse *c* einer Belastungsimpedanz mit einem Phasenwinkel $\varphi = 45°$.

kann nur die Gitterwechselspannung sinusförmig angenommen werden, während Anodenwechselstrom und Anodenwechselspannung Verzerrungen aufweisen werden. Wir fragen, wie diese Verzerrungseffekte im vorliegenden Fall aus den Anodenstrom—Anodenspannungs-Charakteristiken der Endröhre ermittelt werden können. Näherungsweise kann man zunächst von sinusförmiger Anodenwechselspannung und sinusförmigem Anodenwechselstrom ausgehen (Abb. 115). Aus der entstehenden Ellipse in der genannten Kennlinienschar kann dann eine dynamische Charakteristik (Steuergitterspannung—Anodenstrom) ermittelt werden (Abb. 116). Wenn in diese dynamische Charakteristik eine sinusförmige Gitterwechselspannung gezeichnet wird, erhält man die Kurve des Anodenwechsel-

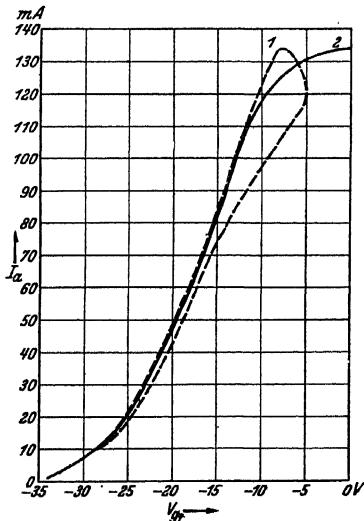



Abb. 116. Dynamische Charakteristiken der Pentode aus Abb. 115. Anodenstrom mA (vertikal), Steuergitterspannung (Volt) horizontal. Kurve 2 entspricht der Geraden *a* von Abb. 115. Kurve 1 entspricht der Ellipse *c* von Abb. 115.

stroms als Funktion der Zeit. Hieraus folgt bei gegebener Impedanz im Anodenkreis der Verlauf der Anodenwechselspannung. Mit diesen so ermittelten Kurven von Anodenwechselstrom und Anodenwechselspannung kann in der Abb. 115 wieder der geometrische Ort konstruiert werden, der von einer Ellipse abweichen wird. Mit diesem neuen geometrischen Ort konstruiert man wieder eine neue dynamische Charakteristik. Das Verfahren wird solange wiederholt, bis die neue dynamische Charakteristik (keine Gerade, auch nicht bei Abb. 105) mit der vorigen dynamischen Charakteristik genügend übereinstimmt.

Allgemein kann bemerkt werden, daß bei Impedanzen mit Phasenwinkel die Krümmungen der $I_a V_a$-Kurven, z. B. durch Sekundäremission, noch ungünstiger für die Verzerrungen sind, als bei rein Ohmschen Impedanzen.

Schrifttum: *116a, 138, 264.*

§ 47. **Störungen der Leistungsverstärkung.** Einige der bei Leistungsverstärkerröhren auftretenden Störungen sind bereits bei Hochfrequenzverstärker- und bei Mischröhren erwähnt worden. So z. B. Klingen und Schalteffekt.

Die Klingneigung wird bei nicht genügend soliden Gitterkonstruktionen namentlich dadurch gefördert, daß Teile von Gittern oder auch die Gitter als Ganzes bei bestimmten Frequenzen in Resonanzschwingungen geraten. Namentlich beim Steuergitter können solche Resonanzstellen Klingneigung der Röhre hervorrufen. Die jetzt übliche elliptische Gitterkonstruktion mit ziemlich dicken Gitterstützstäben, wobei jede Gitterdrahtwindung mit den Gitterstäben verschweißt ist, hat erfahrungsgemäß wenig ausgeprägte Resonanzschwingungsstellen. Man kann das Schwingen eines Gitters deutlich mit der Lupe durch die für diesen Fall durchsichtig gehaltene Glashülle hindurch beobachten, wenn man bei normalen Betriebsverhältnissen die Röhre mit einem in der Nähe gehaltenen Lautsprecher akustisch erregt. Auch Projektion der inneren Gitterkonstruktion auf einen Schirm kann zur Veranschaulichung der Gitterschwingungen dienen. Bei variabler Frequenz im Lautsprecher lassen sich leicht die Resonanzstellen ausfindig machen.

Der Schalteffekt ist bereits ausführlich in § 10 und in § 36 behandelt worden. Von den in § 10 erwähnten Mitteln kommt die möglichst völlige Einkapselung des Gittersystems zur Vermeidung von auf die Isolationsteile gelangenden Elektronen nicht in Frage wegen der Gefahr der zu großen Erwärmung (Gitteremission). Dagegen ist die eben dort erwähnte Verringerung der Sekundäremission sowie die Vergrößerung der Leitfähigkeit der für Elektronen erreichbaren Isolationsflächen auch hier ein vielfach angewandtes Mittel. Oft wird Bestreichen eines Teiles der inneren Glasballonfläche mit Aquadag (kolloidalem Graphit) oder ähnlichen Substanzen angewandt. Der Schalteffekt äußert sich bei Leistungsverstärkerröhren in einer Vergrößerung der Verzerrungen. Die Meß-

methoden sind die früher erwähnten. Man kann auch eine rein sinusförmige Wechselspannung an das Eingangsgitter legen und dann z. B. im Kathodenstrahloszillographen die Ausgangswechselspannung betrachten. Durch den Schalteffekt erhält letztere Kurve charakteristische Ausbuchtungen, die sofort von normalen Verzerrungseffekten infolge Kennlinienkrümmungen zu unterscheiden sind.

Die Isolation zwischen den verschiedenen Elektroden in der Röhre ist im warmen Zustand nicht vollkommen. Wenn im äußeren Kreis ein zu großer Widerstand, z. B. zwischen Steuergitter und Chassis geschaltet wird, kann infolge von Isolationsfehlern, z. B. vom Glühfaden her, eine Wechselspannung auf das Gitter gelangen, welche zu einer Modulation der zu verstärkenden Wechselspannungen Anlaß gibt (Brummen). Daher ist für diesen Widerstand von den Röhrenerzeugern ein Höchstwert vorgeschrieben, der in der Größenordnung von einem Megohm liegt, aber für größere Röhren weniger beträgt. Zwischen Glühfaden und Kathode darf maximal nur etwa 20 000 Ohm verwendet werden.

Die erwähnte Gefahr der Steuergitteremission besteht bei Leistungsverstärkerröhren in höherem Maß als bei Hochfrequenzröhren, weil durch die hohen Werte der Energiedissipation in der Anode eine Erhitzung des gesamten Systems stattfindet (Rückheizung). Oft werden Gazeanoden angewandt, um unzulässiger Erwärmung vorzubeugen. Eine Außenmetallisierung des Röhrenballons unterbleibt aus demselben Grunde. Die Gitteremission kann bei großem Ableitwiderstand zwischen Steuergitter und Kathode zu unzulässigen Werten der Gittervorspannung (zu wenig negativ) führen, wodurch wieder der Anodenstrom unzulässig steigt. Hierdurch würde dann die Gitteremission infolge Rückheizung verschlimmert. Diese Überlegung führt ebenfalls zu einer Beschränkung dieses Ableitwiderstandes, z. B. auf Werte unterhalb einem Megohm.

Schrifttum: *49, 103, 121, 131, 196, 206, 299.*

§ 48. Messungen von Leistung und Verzerrung. Im Schrifttum sind mehrere Anordnungen zur Ausführung dieser Messungen beschrieben worden. Die hier behandelte Anordnung wurde in eigener Arbeit erprobt und hat sich dabei gut bewährt.

Im Prinzip besteht die Anordnung aus einer Wheatstoneschen Brückenschaltung (Abb. 117), deren drei Arme *a, b, c* aus Widerständen aufgebaut sind, während der vierte Arm *d* aus einer Selbstinduktion in Reihe mit einer Kapazität besteht. Die Kapazität ist etwa 0,1 μF und ist zusammen mit der Selbstinduktion auf die Meßfrequenz, etwa 500 Hz, abgestimmt. Selbstinduktion und Kapazität sind beide möglichst verlustfrei. Die Selbstinduktion besteht aus einer Toroidspule mit einem Kern aus hochwertigem magnetischem Material (Pupin-Spulenmaterial). Die auf ihre Verzerrung zu analysierende Wechselspannung, deren Frequenz mit der Abstimmung des Brückenarmes *d* übereinstimmt, wird an die Punkte 1

und 2 der Brücke (Abb. 117) angeschlossen. Die Ausgangsspannung der Brücke wird den Punkten 3 und 4 entnommen. Für die Abstimmfrequenz der Brücke kann dieselbe durch Regelung des Widerstandes im Arm *c* genau ins Gleichgewicht gebracht werden. Denn für diese Abstimmfrequenz wird ja der Arm *d* ebenfalls ein reiner Widerstand. Wenn die an die Punkte 1 und 2 angeschlossene Wechselspannung Harmonische enthält, so ist die Brücke für diese Harmonische nicht im Gleichgewicht und zwischen den Punkten 3 und 4 der Brücke kann eine Wechselspannung, deren Größe der Stärke der betreffenden Harmonischen entspricht, entnommen werden. Diese Verzerrungswechselspannung wird zunächst verstärkt und darauf in ihre einzelnen Bestandteile zerlegt. Für diese Zerlegung sind nach dem Verstärker Schwingungskreise vorgesehen, welche aus einer Selbstinduktion mit einem Parallelkondensator bestehen. Diese Schwingungskreise sind auf die 2., 3. und 4. Harmonische der Eingangswechselspannung abgestimmt. Ihre Güte ist derart gewählt, daß sie nur für ihre Abstimmfrequenz eine bedeutende Impedanz besitzen und für alle übrigen harmonischen Frequenzen praktisch einen Kurzschluß bedeuten. Es ist klar, daß die ein-

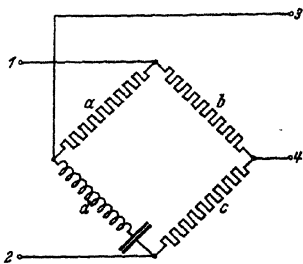



Abb. 117. Wheatstonesche Brücke für Verzerrungsmessungen. Die Arme *a*, *b* und *c* sind Ohmsche Widerstände (ohne Phasenwinkel). Der Arm *d* enthält eine möglichst verlustfreie Selbstinduktion in Reihe mit einer Kapazität und ist auf die Grundwelle der Meßspannung abgestimmt. Eingang 1, 2, Ausgang 3, 4.

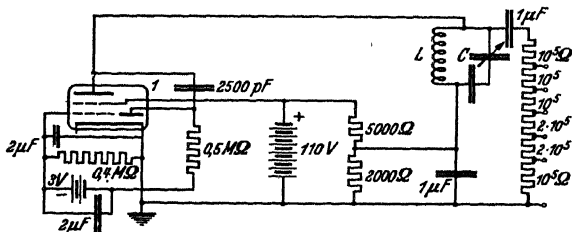



Abb. 118. Schema eines Erzeugers verzerrungsfreier Wechselspannung konstanter Frequenz und Amplitude. *L* Selbstinduktion etwa 0,1 Henry. *C* variabler Kondensator 50 *pF* bis etwa 1 *μF*. 1 Röhre E 444 (Philips) (Tetrode-Diode). Nach Großkowski.

zelnen Harmonischen gemessen werden können, indem man nacheinander die aus der Brücke stammende Wechselspannung, welche sämtliche Verzerrungskomponenten enthält, auf jeden der genannten Schwingungskreise schaltet.

Bei der Ausführung der Messungen kommt es zunächst darauf an, einen Wechselspannungserzeuger zu benutzen, welcher eine möglichst verzerrungsfreie Spannung regelbarer Frequenz erzeugt. Abb. 118 enthält

ein Schema, das wir benutzt haben und das von GROSZKOWSKI stammt. Mit Hilfe geeigneter verzerrungsfreier Verstärker konnten wir bis etwa 100 V eff. über etwa 5000 Ω erhalten bei einer Gesamtverzerrung von einigen Promille.

Die Ausgangswechselspannung dieses Tonerzeugers wurde dazu benutzt, die oben im Prinzip beschriebene Brückenanordnung zu eichen. Gleichzeitig konnte bei dieser Eichung die Verzerrungsfreiheit der erzeugten Wechselspannung kontrolliert werden. Hierzu wurde zunächst der Tonerzeuger auf die Abstimmfrequenz der Brücke eingestellt. Die Brücke wurde möglichst genau ins Gleichgewicht gebracht und die Ausgangswechselspannung der Brücke verstärkt und darauf mit einem Thermoelement gemessen. Letzteres ist wichtig, damit das Meßergebnis gleich dem quadratischen Mittelwert der betreffenden Wechselspannung wird. Hierauf wurde der Tonerzeuger auf die doppelte Brückenfrequenz abgestimmt und wieder bei unveränderter Einstellung der Brücke die

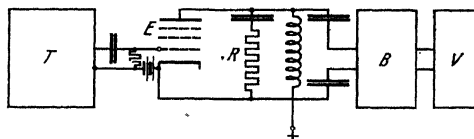



Abb. 119. Gesamtschaltung zur Messung der Ausgangsleistung und der Verzerrung von Endröhren. Die rein sinusförmige Eingangswechselspannung vom Tonerzeuger T (Abb. 118) wird an das Steuergitter der Endröhre E gelegt. Die Wechselspannung über der Belastung R dieser Röhre wird über einen Kondensator an die Wheatstonesche Brücke B gelegt. Die Ausgangsspannung der Brücke wird zum Verstärker V (mit eingebauten Resonanzkreisen) geführt. Die Ausgangswechselspannung von V erzeugt über dem Widerstand R_1 einen Strom im Thermokreuz Th, der mit dem Millivoltmeter M gemessen wird.

Brückenausgangswechselspannung gemessen. Das gleiche wurde wiederholt, indem der Tonerzeuger die dreifache Frequenz, die vierfache Frequenz usw. der Brückenabstimmung gab. Es ergab sich hierbei, daß Wechselspannungen dieser Frequenzen, welche an die Kontakte 1 und 2 der Brücke gelegt wurden, ungefähr mit ihrem vollen Wert zwischen den Ausgangskontakten 3 und 4 der Brücke abgenommen werden konnten. Es zeigte sich, daß die Wechselspannung zwischen 3 und 4, welche bei Abstimmung des Tonerzeugers auf die Brückenfrequenz gemessen wurde, etwa 1 bis 2 Promille der Eingangswechselspannung der Brücke betrug. Hiermit ist dargetan, daß die Verzerrung des Tonerzeugers ungefähr diesen Betrag hat, welcher für unsere Messungen als genügend klein angesprochen werden muß.

Die Messung der Verzerrung in Endröhren geht nach dem Schaltbild (Abb. 119) vor sich. Die Ausgangswechselspannung des Tonerzeugers T wird an das Gitter der Endröhre E gelegt. Die Ausgangswechselspannung der Endröhre wird vom Widerstand R abgegriffen und zum Brückeneingang geführt. Die Ausgangswechselspannung der Brücke wird verstärkt über einen Widerstand R_1 in Reihe mit dem Heizdraht des Thermoelementes Th mit dem Meter M geführt. Die Wechselspannung, welche

vom Widerstand R herrührt, wird in der Brückenschaltung in ihre einzelnen Komponenten zerlegt.

Als Beispiel einer solchen Messung ist in Abb. 120 die Verzerrung, welche bei der Leistungsröhre AL 5 (Philips) auftritt, wiedergegeben und gleichzeitig sind in derselben Abbildung die nach § 39 berechneten Werte gezeichnet (dynamische Kennlinie vgl. Abb. 116).

Schrifttum: *47, 54, 84, 102, 103, 107, 115, 116a, 140.*

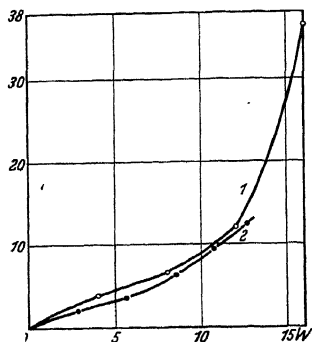



Abb. 120. Vertikal: Gesamtverzerrung d (%), Horizontal: Ausgangsleistung in Watt. Röhre aus Abb. 115. Kurve 1 berechnet aus den statischen Anodenstrom-Anodenspannungskurven mit einem Belastungswiderstand von 3500 Ω (nach § 39). Kurve 2: gemessene Werte.

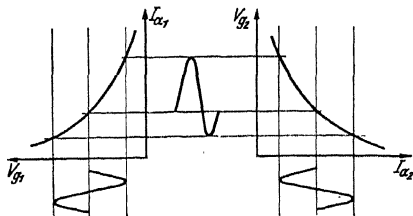



Abb. 121. Dynamische Charakteristiken zweier aufeinander folgender Verstärkerröhren, (Ia_1—Vg_1 für die eine, Ia_2—Vg_2 für die zweite Röhre). Kompensierung der Verzerrungen.

§ 49. Kompensierung der Verzerrungen. Eine Methode zur teilweisen Kompensierung der Verzerrungen von Endröhren haben wir bereits in § 44 kennengelernt (Gegentaktschaltung). Obwohl die übrigen Kompensierungsmethoden hauptsächlich schalttechnisch interessant sind, können für ihre Anwendung doch einige besondere Eigenschaften von Röhren wichtig sein. Aus diesem Grund erscheint eine kurze Erörterung dieser Methoden am Platze.

Zunächst erwähnen wir die Verzerrungskompensierung in zwei aufeinanderfolgenden Verstärkerröhren. Das Prinzip dieser Kompensierung erhellt aus Abb. 121. Die dynamischen Charakteristiken der Röhren müssen derart gekrümmt sein, daß die entstehenden Verzerrungskomponenten relativ zur Grundwelle ungefähr gleich groß sind. Eine Schaltung zweier Röhren zeigt Abb. 122, wobei als Vorröhre eine Pentode (AF 7) und als Endröhre eine Triode (AD 1) verwendet wird. Zwischen der Vorröhre und der Endröhre wird Widerstandskopplung angewandt. Dies ist wesentlich, damit die richtige Phase der Vorröhrenverzerrung in bezug auf die Endröhrenverzerrung gemäß Abb. 121 erhalten bleibt.

Wie aus Abb. 121 zu ersehen, gelingt auf diese Weise nur die Kompensierung jener Verzerrungen, die unsymmetrisch in bezug auf den Arbeitspunkt der dynamischen Charakteristik sind, also die Kompensierung der geradzahligen Oberwellen. Wie aus den Berechnungen in § 42 hervor-

geht, sind die einzigen praktisch beträchtlichen Verzerrungskomponenten die zweite und die dritte Harmonische der Grundfrequenz. Wir können somit feststellen, daß diese Kompensierungsart nur wirksam sein kann bei Endröhren, die eine starke zweite Harmonische erzeugen. Dies ist namentlich der Fall bei Endtrioden. Deshalb ist im Beispiel (Abb. 122) auch die Röhre AD 1 gewählt. Die gemessenen Verzerrungen sind bei der Kombination von Abb. 122:

AF 7		AF 7 + AD 1			
I_a (mA)	Verz. d%	E_i	d	d_2	d_3
0,53	6	20 mV	3,3%	1,3%	2,8%

Die Verzerrung der Kombination (3,3%) ist günstiger als jene der Pentode AF 7 allein (6%). Dies wird im wesentlichen durch die Kompensierung der zweiten Harmonischen erreicht.

Abb. 122. Schaltung für Verzerrungskompensation in zwei Röhren (Pentode AF 7 und Triodenröhre AD 1) nach Abb. 121.
E_i = Eingangswechselspannung,
C = Kapazität, etwa 50 μF,
R_k = 4000 Ω,

= 0,32 $M\Omega$
R = 2300 Ω,
L = Selbstinduktion,
$\omega L \gg R$ (ω höchste verstärkte Kreisfrequenz),
C_1 = 1 μF,
R_1 = 750 Ω

Wir kommen nun zur Verzerrungskompensierung durch Gegenkopplung. Diese Kompensierungsart kann sowohl mit der Endröhre allein als unter Benutzung der Vorröhre durchgeführt werden. Bei einem Verstärker mit der Eingangswechselspannung e_g und der Ausgangswechselspannung e_a kann ein Teil (1/m) dieser Ausgangswechselspannung wieder zum Eingang geführt werden. Dadurch wird die neue Eingangswechselspannung $e_g + e_a/m = e_i$. Nennt man $e_a/e_g = V$ (Verstärkung), so wird $e_i = e_g + e_a/m = e_a/V + e_a/m$ oder $e_i = e_a (1/V + 1/m)$. Die neue Verstärkung bei konstantem Wert von e_a ist also $(1/V + 1/m)^{-1}$. Wenn nun die Verstärkungsziffer V Verzerrungen enthält, so wird die neue Verstärkungsziffer $(1/V + 1/m)^{-1}$ diese Verzerrungen relativ um so weniger enthalten, je beträchtlicher der Betrag $1/m$ gegenüber $1/V$ ist, denn $1/m$ ist verzerrungsfrei. Bei dieser Gegenkopplung werden also die Verzerrungskomponenten der Verstärkungsstufe relativ zur Grundfrequenz herabgesetzt. Diese „Linearisierung" der Verstärkung geht aber auf Kosten der Verstärkungszahl selber, denn der Betrag der neuen Verstärkung $(1/V + 1/m)^{-1}$ wird kleiner, wenn $1/m$ größer gewählt wird. Wie diese allgemein gehaltene Überlegung zeigt, kann die Gegenkopplung über eine beliebig komplizierte Übertragungsanlage hinweg stattfinden, z. B. im kompliziertesten Fall vom niederfrequenten Ausgang eines Emp-

fangsgeräts zum niederfrequenten Eingang im Studio des Senders. Die Verzerrung aller Zwischenglieder zusammen wird relativ zur Grundfrequenz herabgesetzt. Es muß noch darauf hingewiesen werden, daß $1/m$

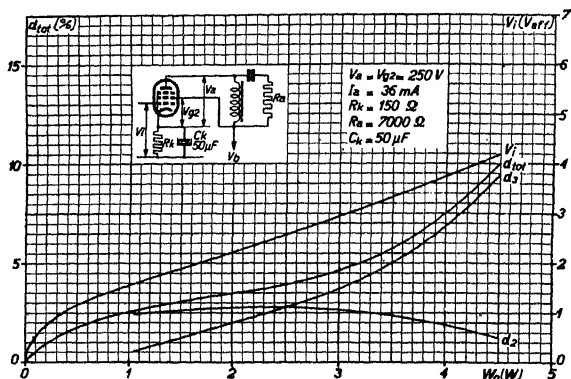



Abb. 123 a. Vertikal: (links) Verzerrung der Ausgangsleistung % und (rechts) Gitterwechselspannung. Horizontal: Ausgangswirkleistung. d_{tot} ist die Gesamtverzerrung (Wurzel aus der Quadratsumme der 2., 3., 4. usw. Harmonischen dividiert durch Grundharmonische), d_3 ist die dritte Harmonische dividiert durch Grundharmonische, d_2 die zweite Harmonische dividiert durch Grundharmonische. Schaltbild ist eingezeichnet, ebenso wie Betriebsdaten. Röhre E L 3 (Philips).

das gleiche Vorzeichen haben muß wie $1/V$. Die Phase des auf den Eingang gebrachten Ausgangsspannungsteils muß mit der Phase der Ausgangsspannung selber zusammenfallen.

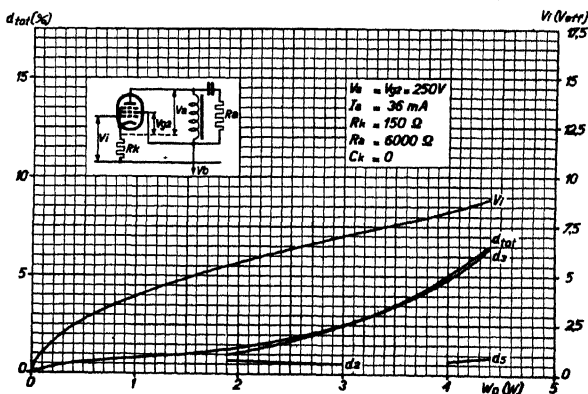



Abb. 123 b. Wie 123 a, aber ohne Kondensator C_k und somit unter Verwendung von Gegenkopplung. Verzerrungen sind verringert. Röhre E L 3 (Philips).

Eine einfache Anwendung dieser Gegenkopplung bei Endröhren besteht in der Benutzung eines nicht durch Kapazität überbrückten Kathodenwiderstandes von geeigneter Größe (vgl. R_k in Abb. 123). Durch diesen

Kathodenwiderstand fließt der Anodenwechselstrom und somit gelangt ein Teil der Anodenwechselspannung zwischen Kathode und Erde oder wie Abb. 123 zeigt, zwischen Kathode und Steuergitter. Aus Abb. 123 sind die Folgen der Gegenkopplung: Verringerung der Verzerrung und Verkleinerung der Verstärkung (die Eingangswechselspannung V_i ist in Abb. 123b größer als in Abb. 123a, bei gleicher Ausgangsleistung) deutlich zu ersehen.

Von den behandelten drei Kompensierungsmethoden der Verstärkung (Gegentaktschaltung, Vorröhre, Gegenkopplung) ist in den zwei erstgenannten Fällen die Kompensierung nur wirksam für die geraden Harmonischen, insbesondere also für die zweite Oberwelle, während die Gegenkopplung alle Harmonischen relativ gleichmäßig verringert. Da bei guten Endpentoden oft bereits eine dynamische Charakteristik angestrebt wird, die wenig zweite Oberwellen erzeugt, ist für solche Röhren die Gegenkopplung also besonders geeignet, um die restliche Verzerrung herabzusetzen. Für die Anwendung der Gegenkopplung ist eine große Steilheit der Röhre vorteilhaft, da ein Teil der Verstärkung und somit der Steilheit eingebüßt wird.

Schrifttum: *10, 43, 63, 159, 302a.*

§ 50. Konstruktive Verwendung des Bündelungsprinzips. Man hat von verschiedener Seite in den letzten Jahren beobachtet, daß in Radioröhren der üblichen Art unter normalen Betriebsbedingungen oft eine sehr ausgesprochene Bündelung der Elektronen stattfindet. Diese Beobachtungen wurden auf zwei Arten gemacht. Erstens durch Einlassen kleiner Gasmengen in die Radioröhre. Hierdurch werden zunächst die Elektronenbahnen nicht stark beeinflußt. Durch das Aufleuchten des Gases werden diese Bahnen sichtbar und kann festgestellt werden, daß durch das Steuergitter (Spirale), z. B. in einer Triode, oft scharf begrenzte Elektronenbündel gebildet werden, die in scharf begrenzten Flecken auf die Anode treffen. Eine zweite übliche Methode verwendet Anoden, welche mit einer geeigneten Leuchtschicht (z. B. Willemit) versehen sind. Die Elektronenbündel erzeugen beim Aufprallen auf eine solche Anode scharf begrenzte leuchtende Flecken.

Diese Beobachtungen führten naturgemäß zur Frage, ob man durch besondere Gitter- und Anodenkonstruktionen diese Elektronenbündelung in nützlicher Weise verwenden kann. Hierbei dachte man zunächst an Endröhren. Bei einer Endpentode erhält das Schirmgitter in einem Teil der Periode (wenn die Anodenspannung niedrig ist) einen sehr großen Strom. Röhren mit bedeutender Ausgangsleistung müssen daher ein starkes Schirmgitter haben. Es ist nun möglich, diesen Schirmgitterstrom zu verringern, indem die Windungen des Schirmgitters genau hinter den Windungen des Steuergitters angeordnet werden. Später ist diese Anordnung der Schirmgitterwindungen hinter den Windungen eines vor-

gelagerten Gitters besonders bei rauscharmen Verstärkerröhren verwendet worden (vgl. § 79).

Die zwei Gitterstäbe, welche das Steuergitter bei fast allen modernen Konstruktionen stützen, riegeln in der Röhre durch ihr negatives Potential eine ganze Teilfläche der zylindrischen Anode vom Elektronenstrom ab, wie sich z. B. durch das Studium von Röhren mit Willemitanode ergab (Abb. 94). Von hier aus wurde nun untersucht, welche Steuerwirkung ein Gitter, das z. B. aus zwei runden Stäben besteht, auf den Anodenstrom hat. Das Ergebnis war in mancher Beziehung günstig, wie z. B. aus Abb. 124 hervorgeht. Die Hauptwirkung der Steuerstäbe besteht offenbar in einem Zusammendrücken der Elektronenbündel, welche von der Kathode zur Anode gelangen. Man kann nun vor der Anode eine Hilfsanode anordnen, welche bei wenig negativen Steuerstäben einen Teil des Elektronenstroms auffängt und die bei stark negativen Steuerstäben nicht mehr von Elektronen getroffen wird. Durch günstige Formgebung dieser Hilfsanode kann dann eine in gewissen Grenzen beliebige Charakteristik des Anodenstroms in bezug auf die Vorspannung der Steuerstäbe erreicht werden. Insbesondere hat es sich als möglich erwiesen, statische Charakteristiken zu erzeugen, die in einem großen Bereich der Steuerspannung völlig gerade verlaufen. Zur Erzeugung einer größeren Steilheit hat man statt zwei auch vier und mehr zylindrische Steuerstäbe um die Kathode herum angeordnet. Die Konstruktionen können in der verschiedensten Weise leicht zu Tetroden und Pentoden ergänzt werden. Schließlich kann an eine Kombination mit sekundär emittie-

Abb. 124. Stromdichte auf der zylindrischen Anode als Funktion des Winkels φ für eine Anordnung wie rechts skizziert. Die zwei Steuerstäbe erhalten bei den drei Kurven —2, —4 und —6 V gegenüber der Kathode. Die Stromdichte kann aus dem Aufleuchten des Willemits auf der Anode geschätzt oder mit einer beweglichen Sonde gemessen werden.

Abb. 125. Anodenstrom I_a und Schirmgitterstrom I_{g_2} (vertikal) als Funktion der Steuergitterspannung (horizontal) bei im übrigen festen Betriebsdaten. Röhre E L 6 (Philips).

Oberflächen gedacht werden. An Stelle einer geraden Charakteristik kann eine Exponentialcharakteristik für Regelzwecke erreicht werden. Diese Bemerkungen mögen genügen zu zeigen, daß sich hier ein großes Zukunftsgebiet öffnet, dessen Möglichkeiten zur Zeit noch nicht ganz überblickt werden können.

Schrifttum: *53, 113, 156, 282 a, 285 a, 305,* sowie § 79.

§ 51. Konstruktionen und Daten einiger gebräuchlicher Endröhren. Die Pentode EL 3 hat 9 W maximale Anodenverlustleistung, 250 V Anodenspannung, 250 V Schirmgitterspannung, etwa 6 W Heizleistung, als *A*-Verstärker im Arbeitspunkt 36 mA Anodengleichstrom und —6 V Steuergittervorspannung. Die inneren Abmessungen der Röhre sind:

Elektrode	Durchmesser mm	Drahtdicke μ	Ganghöhe mm	Anzahl Windungen
Kathode . .	4,0×2,1 und 31 mm Länge	—	—	—
Gitter 1. . .	3,0×6,7	60	0,44	68
Gitter 2. . .	5,7×10,0	80	1,2	26
Gitter 3. . .	12,3×15,0	125	8,5	8,5
Anode . . .	15,3×21,0 und 32 mm Länge	—	—	—

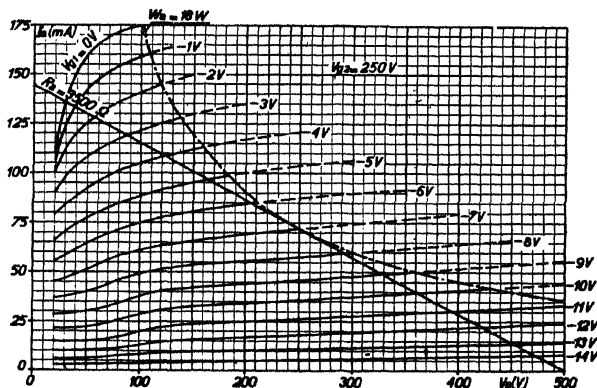



Abb. 126. Anodenstrom (vertikal) als Funktion der Anodenspannung (horizontal) bei verschiedenen Steuergitterspannungen (als Parameter der Kurven eingezeichnet) und fester Schirmgitterspannung (V_{g_2} = 250 V), sowie Fanggitterspannung (V_{g_3} = 0 V). Arbeitsgerade entspricht einem Belastungswiderstand von 3500 Ohm. Punkt-Strich-Hyperbel gilt für 18 Watt Anodenleistung. Röhre E L 6 (Philips).

Äußerlich ist die Röhre etwa 113 mm hoch und 50 mm im Durchmesser. Die Charakteristiken sind aus Abb. 87 und 85 zu ersehen. Die Abb. 123 gibt einen Überblick der Leistungen und Verzerrungen, wenn die Röhre als *A*-Verstärker geschaltet ist.

Eine Röhre mit 14,5 W maximaler Anodenverlustleistung und großer Steilheit ist die Type EL 6. Betriebsdaten: 250 V Anodenspannung, 250 V Schirmgitterspannung, im Arbeitspunkt als *A*-Verstärker 72 mA

Anodengleichstrom, 3500 Ω Anodenbelastungswiderstand und etwa 8 W Heizleistung. Die Charakteristiken sind in den Abb. 125 und 126 dargestellt, einige Verzerrungskurven in der Abb. 127. Die inneren Abmessungen sind:

Elektrode	Durchmesser mm	Drahtdicke μ	Ganghöhe mm	Windungs-Anzahl
Kathode . .	2,10×4,50 und 38 mm Länge	—	—	—
Gitter 1. . .	3,3× 6,7	60	0,63	58
Gitter 2. . .	5,6×10,0	80	1,2	30,5
Gitter 3. . .	12,3×15	125	4,5	7,5
Anode . . .	15,3×22 und 34 mm Länge	—	—	—

Abb. 128 gibt ein Bild der Innenkonstruktion derartiger Röhren (Gaze-Anode gegen Gitteremission, oben Kühlflügel am Schirmgitter.)

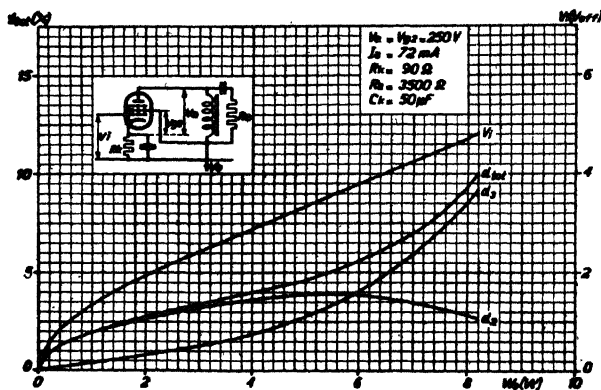



Abb. 127. Vertikal (links) Verzerrung der Ausgangsleistung in % und (rechts) Gitterwechselspannungsbedarf. Horizontal: Ausgangsnutzleistung. Schaltbild und Betriebsdaten eingezeichnet. d_{tot} ist die Gesamtverzerrung, d_2 das Verhältnis der zweiten und d_3 das Verhältnis der dritten Harmonischen zur Grundwelle. Röhre EL 6 (Philips).

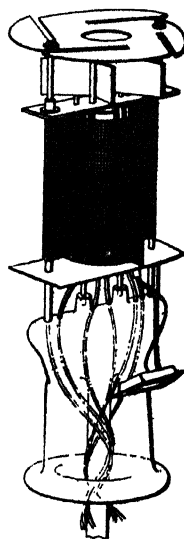



Abb. 128. Innenkonstruktion einer Leistungsverstärkerpentode.

§ 52. Tabellen für die numerische Verwendung von Besselschen Funktionen in Röhrenberechnungen.

In den §§ 5, 6, 23, 25, 26, 30, 39 werden in den Berechnungen Besselsche Funktionen benutzt. Damit dem Leser das Nachschlagen in Tabellenwerken und in mathematischen Abhandlungen erspart bleibt, wird in diesem Abschnitt soviel über diese Funktionen zusammengestellt wie der Leser wissen muß, um die Gleichungen auch numerisch anwenden zu können.

Zur Definition der hier allein in Frage kommenden Besselschen Funktionen erster Art kann die in den genannten Paragraphen vielfach benutzte Fouriersche Reihenentwicklung:

$\exp(a \sin t) = A_0 + A_1 \sin t + A_2 \cos 2t + A_3 \sin 3t + A_4 \cos 4t + \cdots$ dienen. Die Koeffizienten A_0, A_1, A_2 usw. sind Funktionen von a und zwar Besselsche Funktionen erster Art, multipliziert mit einem Faktor. Wenn $j = \sqrt{-1}$ ist, so hat man:

$$A_0 = I_0(ja) = 1 - \frac{\left(\frac{ja}{2}\right)^2}{1^2} + \frac{\left(\frac{ja}{2}\right)^4}{(2\cdot 1)^2} - \frac{\left(\frac{ja}{2}\right)^6}{(3\cdot 2\cdot 1)^2} \cdots.$$

Man nennt $I_0(ja)$ die Besselsche Funktion erster Art nullter Ordnung mit dem Argument ja. Für diese Funktion gilt folgende Tabelle:

a	$A_0 = I_0(ja)$
0	1
0,2	1,0100
0,4	1,0404
0,6	1,0920
0,8	1,1665
1,0	1,2661
1,2	1,3937
1,4	1,5534
1,6	1,7500
1,8	1,990
2,0	2,280
2,2	2,629
2,4	3,049
2,6	3,553
2,8	4,157
3,0	4,881
3,2	5,747
3,4	6,785
3,6	8,028
3,8	9,517
4,0	11,302
4,2	13,442
4,4	16,010
4,6	19,09
4,8	22,79
5,0	27,24

$$A_1 = \frac{2}{j} I_1(ja) = \frac{2}{j}\left[\frac{\left(\frac{ja}{2}\right)}{1} - \frac{\left(\frac{ja}{2}\right)^3}{1\cdot(2\cdot 1)} + \frac{\left(\frac{ja}{2}\right)^5}{(2\cdot 1)(3\cdot 2\cdot 1)} - \frac{\left(\frac{ja}{2}\right)^7}{(3\cdot 2\cdot 1)(4\cdot 3\cdot 2\cdot 1)} \cdots\right].$$

$I_1(ja)$ ist die Besselsche Funktion erster Art erster Ordnung mit dem Argument ja. Für diese Funktion gilt folgende Tabelle:

a	$\frac{1}{2} A_1 = \frac{1}{j} I_1(ja)$
0	0
0,2	0,1005
0,4	0,2040
0,6	0,3137
0,8	0,4329
1,0	0,5652
1,2	0,7147
1,4	0,8861
1,6	1,0848
1,8	1,3172
2,0	1,5906
2,2	1,914
2,4	2,298
2,6	2,755
2,8	3,301
3,0	3,953
3,2	4,734
3,4	5,670
3,6	6,793
3,8	8,140
4,0	9,759
4,2	11,706
4,4	14,046
4,6	16,86
4,8	20,25
5,0	24,34

Allgemein ist:

$$A_n = \varepsilon_n I_n(ja) = \varepsilon_n\left[\frac{\left(\frac{ja}{2}\right)^n}{n!} - \frac{\left(\frac{ja}{2}\right)^{n+2}}{1!\,(n+1)!} + \frac{\left(\frac{ja}{2}\right)^{n+4}}{2!\,(n+2)!} \cdots\right]$$

Man nennt $I_n(ja)$ die Besselsche Funktion erster Art n-ter Ordnung mit dem Argument ja. Der Koeffizient ε_n ist 2 für gerades n und $2/j$ für ungerades n. Unter $n!$ ist in üblicher Weise $n(n-1)(n-2)\ldots 2\cdot 1$ verstanden.

Für Werte $a \ll 1$ kann man sich in den obigen Reihen mit dem ersten Glied begnügen.

Wir geben ein Beispiel zur Verwendung der Funktion I_1 bei der Berechnung der Überlagerungssteilheit einer Pentoden-Mischröhre (§ 23). Wir gehen von der Gl. (23,3) aus und betrachten die Röhre RCA 58 (Abb. 13), deren Charakteristik durch

$$i = 3{,}30 \exp(0{,}080\ V) + 8{,}70 \exp(0{,}318\ V)$$

dargestellt wird. Es sei $E_h = 15$ V (Oszillatorscheitelspannung), $V_0 = -15$ V (neg. Vorspannung) und

$$i = A_1 \exp(a_1 V) + A_2 \exp(a_2 V).$$

Die Überlagerungssteilheit ist:

$$S_c = a_1 A_1 \exp(a_1 V_0) \frac{1}{j} I_1 (j a_1 E_h) \cdot$$

$$= 1{,}20,\ a_2 E_h = 4{,}76,\ \frac{1}{j} I_1 (j a_1 E_h) = 0{,}7147,\ \frac{1}{j} I_1 (j a_2 E_h) = 19{,}52,$$

$\exp(-a_1 15) = 0{,}301$, $\exp(-a_2 15) = 0{,}00857$.

Man findet $S_c = 0{,}520$ mA/V. Gemessen ist der Wert 0,540.

Bei den Berechnungen tritt vielfach die Aufgabe auf, eine graphisch gegebene Funktion als Summe von Exponentialfunktionen darzustellen (vgl. § 5). Hierbei kann rechnerisch so vorgegangen werden, daß die anzunähernde Funktion durch eine Anzahl von vorgegebenen Ordinaten zu gewissen geeignet gewählten äquidistanten Abszissen bestimmt wird. Man kann dann die Koeffizienten und Exponenten der Exponentialfunktionen nach der Methode der kleinsten Quadrate bestimmen, was zu günstigen Werten der mittleren Abweichungen der Experimentalkurve von der Näherungskurve führt[1]. Man kann aber bei nur zwei Exponentialfunktionen auch die Experimentalkurve und die beiden Exponentialfunktionen auf einfach logarithmischem Papier zeichnen. Durch Variation der Koeffizienten und Exponenten der letztgenannten Funktionen ergeben sich meistens rasch die richtigen Werte für den vorliegenden Fall. In den Fällen der Abb. 13 ist die eine Exponentialfunktion in einem Abszissenbereich fast ausschließlich maßgebend und die zweite Exponentialfunktion in einem anderen Bereich. Am einfachsten (mit positiven Koeffizienten und Exponenten) können jene Experimentalfunktionen in dieser Weise angenähert werden, die mit logarithmischem Ordinaten- und linearem Abszissenmaßstab konvex zur Abszissenachse verlaufen. Manche Röhrenkennlinien zeigen diesen Verlauf (vgl. Abb. 13).

Für Werte des Arguments, welche in den obigen Tabellen nicht stehen, zeichnet man am einfachsten mit Hilfe der angegebenen Werte eine Kurve und ermittelt dann den gewünschten Wert der betreffenden Besselschen Funktion graphisch.

Ausführliche Tafeln der benutzten Besselschen Funktionen findet man im Werk: JAHNKE-EMDE: Funktionentafeln, S. 277—283, 2. Aufl. Leipzig: B. G. Teubner 1933.

[1] Vgl. C. RUNGE und H. KÖNIG: Numerisches Rechnen, S. 231, Berlin, Verlag J. Springer, 1924.

Zweiter Teil.

Elektrophysikalische Grundlagen.

Abschnitt IV. Vorgänge in Elektronenröhren unter quasistationären Betriebsbedingungen.

§ 53. **Grundgleichungen, Numerisches.** In diesem zweiten Teile des Buches behandeln wir die Elektronenbewegung in elektrischen, magnetischen und kombinierten Feldern. Es ist bequem, die benötigten Grundgleichungen in einer Form zur Hand zu haben, welche eine sofortige numerische Berechnung gestattet.

Ein elektrisches Potentialfeld ist durch die Werte des Potentials P in jedem Punkt bestimmt. Auf ein Elektron in einem solchen Potentialfeld wirkt eine Kraft $-Fe$. Hierbei ist $-e$ die Ladung des Elektrons und F nennt man die Feldstärke des Potentialfeldes. Wenn man ein rechtwinkliges Koordinatensystem mit den Achsen x, y, z zugrunde legt, so hat die Feldstärke F im Raume drei Komponenten, parallel zu den Koordinatenachsen: F_x, F_y und F_z. Wenn das Potential P als Funktion der Koordinaten jedes Punktes gegeben ist, so können die genannten drei Feldstärkekomponenten aus den Gleichungen:

$$(53,1) \qquad F_x = -\frac{\partial P}{\partial x}, \quad F_y = -\frac{\partial P}{\partial y}, \quad F_z = -\frac{\partial P}{\partial z}$$

berechnet werden. Unter der Wirkung der Feldstärke F erhält das Elektron eine Beschleunigung und die Richtung dieser Beschleunigung fällt mit der Richtung von F zusammen, solange die Geschwindigkeit des Elektrons klein ist im Vergleich zur Lichtgeschwindigkeit. Wenn diese Bedingung nicht erfüllt ist, muß das magnetische Feld berücksichtigt werden, das durch eine bewegende Ladung entsteht. Diese Bedingung werden wir stets voraussetzen, außer wenn dies ausdrücklich anders gesagt ist. Wenn die Koordinaten des Elektrons x, y, z sind, hat die genannte Beschleunigung wieder drei Komponenten, parallel zu den drei Koordinatenachsen. Sie ist durch die Gleichungen

$$(53,2) \qquad m\frac{d^2 x}{d t^2} = -eF_x, \quad m\frac{d^2 y}{d t^2} = -eF_y, \quad m\frac{d^2 z}{d t^2} = -eF_z$$

gegeben. Hierbei ist m die Masse des Elektrons.

Die Verwendung rechtwinkliger Koordinaten empfiehlt sich im Falle ebener Elektroden. In einigen Fällen sind aber moderne Elektronenröhren zylindrisch gebaut, und für diese Röhren ergibt die Verwendung zylindrischer Koordinaten eine einfachere mathematische Formulierung der Probleme, welche mit der Elektronenbewegung zusammenhängen. Diese zylindrischen Koordinaten sind: Die z-Richtung, parallel zur Zylinderachse, φ, der Winkel um diese Achse herum in einer Ebene senkrecht zur Achse und r, der Abstand von der Achse in der genannten Ebene (vgl. Abb. 129). Wenn wieder, wie oben, P als Funktion der Koordinaten z, r, φ gegeben ist, so lauten die Gl. (53,1) in zylindrischen Koordinaten (vgl. Abb. 129):

$$F_z = -\frac{\partial P}{\partial z}, \quad F_r = -\frac{\partial P}{\partial r}, \quad F_\varphi = -\frac{1}{r}\frac{\partial P}{\partial \varphi} \tag{53,3}$$

und die Gl. (53,2) werden:

$$m\frac{d^2 z}{dt^2} = -eF_z, \quad m\frac{d^2 r}{dt^2} = -eF_r, \quad mr\frac{d^2 \varphi}{dt^2} = -eF_\varphi . \tag{53,4}$$

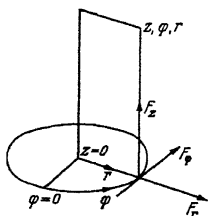



Abb 129. Zylinderkoordi- ... Vektors.

In manchen Fällen können wir die Enden einer zylindrischen Elektronenröhrenkonstruktion, deren Achse parallel zu z ist, außer acht lassen. Das Potential P hängt dann nicht von z ab. Dies heißt, daß $F_z = 0$ ist und $d^2z/dt^2 = 0$. Wir können in diesem Fall eine zweidimensionale Anordnung in einer Ebene senkrecht zur Zylinderachse betrachten.

Bei einigen Anwendungen kommen auch magnetische Felder in Frage (§ 76) und wir geben hier kurz für diese Felder die Bewegungsgleichungen an. Wenn ein Elektron mit der Ladung $-e$ sich mit der Geschwindigkeit v (mit den Komponenten v_x, v_y, v_z) in einem magnetischen Felde bewegt, deren Feldstärke die Komponenten H_x, H_y, H_z hat, wirkt auf das Elektron eine Kraft, durch welche es eine Beschleunigung erhält. Die drei Komponenten dieser Beschleunigung nach den drei Koordinatenrichtungen lauten:

$$\left|\begin{aligned} m\frac{d^2 x}{dt^2} &= -ke\,(v_y H_z - v_z H_y)\,;\\ m\frac{d^2 y}{dt^2} &= -ke\,(v_z H_x - v_x H_z);\\ m\frac{d^2 z}{dt^2} &= -ke\,(v_x H_y - v_y H_x)\,. \end{aligned}\right. \tag{53,5}$$

In diesen Gleichungen ist k ein Faktor, der von den Einheiten abhängt, welche für e, v, H und m verwendet werden. Wir schreiben auch noch die zu (53,5) analogen Gleichungen für den Fall zylindrischer Koordinaten z, r, φ (vgl. Abb. 129) an:

$$
(53{,}6)\qquad
\begin{aligned}
m\,\frac{d^2 z}{d t^2} &= -\,k e\,(v_r H_\varphi - H_r v_\varphi);\\
m\,\frac{d^2 r}{d t^2} &= -\,k e\,(v_\varphi H_z - H_\varphi v_z);\\
r\,m\,\frac{d^2 \varphi}{d t^2} &= -\,k e\,(v_z H_r - H_z v_r)\,.
\end{aligned}
$$

In diesem Buche verwenden wir stets die praktischen Einheiten für die elektrischen und für die magnetischen Größen. In Gl. (53,2) sind also die Längen x, y, z in cm ausgedrückt, die elektrische Ladung e in Coulombs und die elektrische Feldstärke F in Volt/cm. Die Größe e beträgt $1{,}60 \cdot 10^{-19}$ Coulombs und e/m ist $= 17{,}6 \cdot 10^{14}$ ($\mathrm{cm}^2\,\mathrm{sec}^{-2}\,\mathrm{Volt}^{-1}$). Mit diesen Zahlen kann die Beschleunigung d^2x/dt^2 usw. in $\mathrm{cm\,sec}^{-2}$ nach den Gl. (53,2) berechnet werden. Als Beispiel wählen wir ein elektrisches Potentialfeld, das auf der y-Achse das Potential 0 hat und auf einer Geraden, parallel zu dieser Achse, das Potential P_0, während $F_x = -\,\partial P/\partial x$ überall konstant ist. Wir berechnen die Geschwindigkeit v, welche ein Elektron, das ohne Geschwindigkeit anfängt, in diesem Potentialfelde erhält. Die kinetische Energie des Elektrons beträgt $m v^2/2$, und die potentielle Energie, welche das Potentialfeld dem Elektron erteilt, ist $e P_0$. Durch Gleichsetzen dieser zwei Energiemengen erhält man:

$$
(53{,}7)\qquad
\left\{
\begin{aligned}
v &= \left(\frac{e}{m}\,2\,P_0\right)^{1/2},\\
v &= 5{,}93 \cdot 10^7\,(P_0)^{1/2}\,;
\end{aligned}
\right.
$$

wobei v in cmsec^{-1} und P_0 in Volt ausgedrückt sind. Die Geschwindigkeit eines Elektrons kann mit Hilfe der Gl. (53,7) in „Elektronvolts" ausgedrückt werden. In den Gl. (53,6) und (53,5) wird die magnetische Feldstärke H in Gauß (oder, wie dieselbe Einheit auch genannt wird: Oersted) ausgedrückt. Da die Geschwindigkeit v in cmsec^{-1}, die Beschleunigung in cmsec^{-2} und e/m in $\mathrm{cmsec}^{-2}\mathrm{Volt}^{-1}$ ausgedrückt sind, hat die Konstante k die Dimension $\mathrm{Voltseccm}^{-2}\mathrm{Gauß}^{-1}$, und der numerische Wert von k beträgt 10^{-8}. Als Beispiel wählen wir ein magnetisches Feld, dessen Kraftlinien parallel zu z verlaufen, während die Feldstärke überall den Wert H_z hat. Ein Elektron, das eine Geschwindigkeit mit einer einzigen richtig gewählten Komponente v_φ hat, wird in diesem magnetischen Felde mit einer konstanten Winkelgeschwindigkeit um die z-Achse rotieren. In den Gl. (53,6) ist d^2z/dt^2 und $d^2\varphi/dt^2$ gleich Null, ebenso wie $H_r = H_\varphi = 0$ und $v_r = v_z = 0$. Die mechanische Kraft, welche die Beschleunigung d^2r/dt^2 verursacht, hat die Größe $k\,e\,v_\varphi\,H_z$. Durch die Rotation um die z-Achse herum erfährt das Elektron eine mechanische Zentrifugalkraft gleich $m\,v_\varphi{}^2/r$. Indem man diese beiden Kräfte einander gleichsetzt, damit das Elektron mit einer konstanten Winkelgeschwindigkeit um die z-Achse rotieren kann, ergibt sich:

$$
v_\varphi = \,.\;\frac{e}{m}
$$

Hierbei ist r der Radius der Kreisbahn, welche das Elektron beschreibt. Wenn man für v_φ eine Geschwindigkeit von 100 Elektronvolts annimmt, ergibt sich nach Gl. (53,7): $v_\varphi = 5{,}93 \cdot 10^8$ cmsec^{-1}. Wenn man weiterhin $r = 1$ cm setzt, ist die magnetische Feldstärke H_z gleich 33,7 Gauß.

Schrifttum: *41a, 90, 154a.*

§ 54. **Mechanische Analogien zur Elektronenbewegung.** Zur Veranschaulichung eines zweidimensionalen Potentialfeldes und der Elektronenbewegung in einem solchen Feld kann folgendes mechanische Modell dienen. Man betrachte eine gleichmäßig in einer horizontalen Ebene aufgespannte Gummimembran (Abb. 130). Diese Membran wird in einigen Punkten oder Linien unterstützt, wobei diese Punkte oder Linien den Elektroden im Elektronenproblem entsprechen, während ihre Höhe über oder unter der Membranebene mit dem negativen oder positiven Potential der entsprechenden Elektroden proportional ist. Unter diesen Bedingungen ist die Gestalt der Membran annähernd ein Reliefbild für die Potentialverteilung im betrachteten Fall. Wir werden diese Behauptung kurz beweisen. Zu diesem Zweck genügt es, bei der genannten Voraussetzung über die Unterstützungspunkte und -linien der Membran zu zeigen, daß die Differentialgleichung für die Abweichung jedes Membranpunktes von der ursprünglichen Lage in der Membranebene ungefähr mit der Differentialgleichung des Potentials P übereinstimmt:

Abb 130. Photographie einer ausgespannten Gummimembran als Modell eines Potentialfeldes. Die gleichmäßige Spannung der Membran wird mit Hilfe eines Stahlringes erzielt. Im gezeigten Modell sollen die horizontalen Stäbe A und B das Bild zweier Äquipotentialflächen sein. Die Zylinder G sind ein Bild der Gitterstäbe einer Triode (vgl. auch Abb. 140). C sind Glasröhrchen, durch die Stahlkugeln auf die Membran rollen.

$$\frac{\partial^2 P}{d x^2} + \frac{\partial^2 P}{\partial y^2} = 0 \,. \tag{54,1}$$

Die Differentialgleichung der Membran kann aus der Bedingung abgeleitet werden, daß ihre Gestalt einer minimalen Oberfläche der gespannten Membran entspricht. Wenn wir die Abweichung jedes Membranpunktes aus der Gleichgewichtslage z nennen, so kann diese Minimalbedingung folgendermaßen formuliert werden:

$$\delta \int\int \left[1 + \left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial y}\right)^2\right]^{1/2} d x \, d y = 0 \,, \tag{54,2}$$

wobei das Integral über alle Werte von x und y, welche zur Membran gehören, erstreckt werden muß, während das Symbol δ die Variation des Integrals bedeutet, die für kleine Änderungen von z verschwinden muß. Nach den Regeln der Variationsrechnung führt Gl. (54,2) zu einer Differentialgleichung für z:

$$(54,3)\qquad \frac{\partial^2 z}{\partial x^2}\left[1+\left(\frac{\partial z}{\partial y}\right)^2\right]+\frac{\partial^2 z}{\partial y^2}\left[1+\left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)^2\right]-2\frac{\partial^2 z}{\partial x\,\partial y}\,\frac{\partial z}{\partial x}\,\frac{\partial z}{\partial y}=0\,.$$

Offenbar fällt diese Differentialgleichung mit der Gl. (54,1) zusammen, wenn $(\partial z/\partial x)^2 \ll 1$ und $(\partial z/\partial y)^2 \ll 1$. Wenn die Abweichung z jedes Membranpunktes aus der Gleichgewichtslage klein ist im Vergleich zu den Abmessungen der Membran in der Ebene, kann z nahezu proportional mit dem Potential P angenommen werden. Wie erwähnt, sind die festen Potentiale der Röhrenelektroden bereits von vornherein exakt den z-Werten der entsprechenden Punkte oder Linien im Modell proportional gemacht worden.

Abb. 131. Potentialverlauf (P) zwischen zwei konzentrischen Kreisen in einer Ebene. Im oberen Teil (Aufriß) ist dieser Potentialverlauf über der Ebene $z = 0$ abgetragen. Die Gestalt einer homogenen Membran, welche zwischen zwei koaxialen Ringen verschiedener Höhe ausgespannt ist, deckt sich innerhalb der Zeichengenauigkeit mit dem Potentialverlauf P.

Es ist interessant zu untersuchen, mit welcher Annäherung die z-Werte, welche aus der Gl. (54,3) folgen, mit den P-Werten der Gl. (54,1) einer Röhrenkonstruktion zusammenfallen.

Als einfachstes Beispiel betrachte man eine zwischen zwei parallelen Geraden ausgespannte Membran. In diesem Fall fällt die Membranoberfläche exakt mit den Potentialwerten des entsprechenden Potentialproblems zusammen.

Als zweites Beispiel betrachten wir eine zylindrische Kathode mit einer konzentrischen Anode. Die Membran wird zwischen zwei koaxialen Kreisringen in zwei parallelen Ebenen gespannt. Die Gl. (54,1) wird bei Transformation auf zylindrische Koordinaten mit $\partial P/\partial\varphi = 0$:

$$(54,4)\qquad \frac{1}{r}\,\frac{d}{dr}\left(r\,\frac{dP}{dr}\right)=0\,,$$

und eine Lösung lautet:

$$(54,5)\qquad P=\ln a-\ln r\,,$$

wobei diese Lösung für $r = a$ verschwindet und für $r = b$ den Wert $\ln a - \ln b$ ergibt. In der Abb. 131 ist die Lösung [Gl. (54,5)] als Kurve P dargestellt worden.

Wenn die Gl. (54,3) auf zylindrische Koordinaten transformiert wird, wobei wieder $\partial z/\partial \varphi = 0$ gilt, ergibt sich:

$$\frac{1}{r}\frac{d}{dr}\left(r\frac{dz}{dr}\right) = 2\frac{\partial^2 z}{\partial x \partial y}\frac{\partial z}{\partial x}\frac{\partial z}{\partial y} - \left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)^2 \frac{\partial^2 z}{\partial y^2} - \left(\frac{\partial z}{\partial y}\right)^2 \frac{\partial^2 z}{\partial x^2}. \tag{54,6}$$

Die rechte Seite der Gl. (54,6) kann als klein im Vergleich zur linken Seite betrachtet werden. Wir setzen $z = z_1 + \zeta$, wobei ζ überall klein ist im Vergleich zu z_1 und z_1 durch die Gleichung

$$\frac{1}{r}\frac{d}{dr}\left(r\frac{dz_1}{dr}\right) = 0$$

gegeben wird, deren Lösung in unserem Falle lautet:

$$z_1 = \ln a - \ln r.$$

Unter Vernachlässigung kleiner Größen zweiter Ordnung (d. h. indem z_1 an Stelle von z in der rechten Seite der Gl. (54,6) geschrieben wird) muß ζ der Differentialgleichung:

$$\frac{1}{r}\frac{d}{dr}\left(r\frac{d\zeta}{dr}\right) = \frac{1}{r^4} \tag{54,7}$$

genügen, deren Lösung lautet:

$$\left|\begin{aligned} \zeta &= \frac{1}{4r^2} + C_1 \ln r + C_2; \\ C_1 &= (\ln a - \ln b)^{-1}\left(\frac{1}{4b^2} - \frac{1}{4a^2}\right); \\ C_2 &= -\frac{1}{4a^2} - C_1 \ln a. \end{aligned}\right. \tag{54,8}$$

Hierbei ist ζ gleich Null für $r = a$ und $r = b$. Als numerisches Beispiel nehme man $a = (2,718)^2$ und $b = 2,718$, also $\ln a = 2$ und $\ln b = 1$, $C_1 = 0,0293$, $C_2 = -0,0632$. Wenn $r = 5$ ist, wird $\zeta = -0,0060$ und $z_1 = 0,391$. Folglich ist ζ von der Ordnung von einem Hundertstel von z_1. Die Membranoberfläche liegt unter der Potentialfläche, wenn beide Flächen für $r = a$ und für $r = b$ zusammenfallen. Die Differenz zwischen den beiden Flächen ist in diesem numerischen Beispiel nur sehr gering.

Um ein Bild der Elektronenbewegung im Potentialproblem zu erhalten, kann man kleine Stahlkugeln unter dem Einfluß ihrer Schwere über die Membranoberfläche (Abb. 130) rollen lassen. Die Bahnen der Stahlkugeln sollen angenähert mit den Elektronenbahnen im Röhrenproblem zusammenfallen. Wir werden diese Analogie in einem einfachen Falle untersuchen. Eine Stahlkugel soll auf einer schiefen Ebene rollen, welche die y-Achse enthält, während $\partial z/\partial x = p$ ist. Der Schwerpunkt der Kugel erhält in der x-Richtung eine Beschleunigung:

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = -g\frac{p - \mu}{(1 + p^2)^{1/2}}, \tag{54,9}$$

wobei μ ein Koeffizient der gleitenden Reibung ist und g die Schwerkraftkonstante (981 cm/sec^2). Die Kugel wird zu rollen anfangen. Die Winkelbeschleunigung A dieser Rollbewegung wird durch die Gleichung

$$A = g\,(1 + p^2)^{-1/2}\,\frac{\mu r -}{r^2}\,\frac{5}{2} \tag{54,10}$$

gegeben, wobei r der Radius der Kugel und ν der Koeffizient der rollenden Reibung ist. Wenn sich im Röhrenproblem ein Elektron in einem homogenen Potentialfelde mit der Feldstärke p befindet, gilt:

$$\frac{d^2 x}{d t^2} = -\frac{e}{m}\,p\,. \tag{54,11}$$

Offenbar ist für $p^2 \ll 1$ und $\mu = 0$ diese Beschleunigung des Elektrons nach Gl. (54,11) proportional mit der Beschleunigung, welche die Kugel nach Gl. (54,9) erhält. Dagegen gibt es im Elektronenproblem keine Analogie zur rollenden Bewegung nach Gl. (54,10).

Als Anwendung der numerischen Werte aus §53 betrachten wir das mechanische Modell für die Elektronenbewegung in einem Potentialfelde und berechnen die numerischen Beziehungen zwischen den Beschleunigungen und Geschwindigkeiten der kleinen Kugeln im Modell und den entsprechenden Größen im Elektronenproblem. Hierzu betrachten wir die Gl. (54,9) und (54,11). Die Höhe über oder unter der Gleichgewichtsebene der gespannten Gummimembran kann direkt in Volt gemessen werden: 1 cm $= c_1$ Volt. Die Größe p in Gl. (54,9) ist dimensionslos und die Größe p in Gl. (54,11) hat die Dimensionen Volt/cm. Die Schwerkraftkonstante ist $g = 981$ cm/sec^2, und die Beschleunigung einer Kugel ist pg, während jene des Elektrons pe/m beträgt. Folglich kann die Elektronenbeschleunigung, in cmsec^{-2}, aus der mechanischen Beschleunigung, ebenfalls gemessen in cmsec^{-2}, durch Multiplikation mit e/mgc_1 erhalten werden. Da e/m die Dimension cm^{2}sec^{-2}Volt^{-1} hat, c_1 die Dimension cmVolt^{-1} und g die Dimension cmsec^{-2}, wird die Dimension des Ausdrucks e/mgc_1 Null, wie erforderlich. Der numerische Wert dieses Ausdrucks beträgt $17{,}6 \cdot 10^{14}/981\,c_1 = 1{,}79 \cdot 10^{12}/c_1$.

Schrifttum: *23, 101, 117, 152, 220.*

§ 55. Elektronenbewegung in idealen ebenen Dioden. Eine Diode ist eine Elektronenröhre mit zwei Elektroden: einer Kathode und einer Anode. Die Kathode emittiert Elektronen. Im ebenen Fall sind sowohl Kathode als auch Anode ebene parallele Äquipotentialflächen, deren Ausdehnung wir so groß wählen, daß Randeffekte vernachlässigt werden können. Hierdurch können wir einen Teil der Kathode betrachten, dessen Fläche gleich einer Flächeneinheit ist, während dieser Kathode eine genau gleichgewählte Einheitsfläche der Anode gegenüberliegt.

Wir legen die x-Achse senkrecht zu den Ebenen der Kathode und der Anode. Die Kathode soll Elektronen mit der Anfangsgeschwindigkeit Null liefern, und der elektrische Strom, der eine Einheitsfläche der

Kathode verläßt, soll in absolutem Wert i (Ampere) betragen. Die elektrische Feldstärke F hat nur eine einzige Komponente parallel zu x. In einem Abstand x von der Kathode beträgt die Beschleunigung eines Elektrons

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = -\frac{e}{m} F_x\,, \tag{55,1}$$

wobei $-e$ und m Ladung und Masse des Elektrons bedeuten. Wir werden jetzt einen Satz der Elektrizitätstheorie (Gaußschen Satz) heranziehen, der die elektrische Ladung Q innerhalb eines abgeschlossenen Volumens mit der elektrischen Feldstärke F_n senkrecht zur Begrenzung dieses Raumteiles verknüpft:

$$9 \cdot 10^{11} \cdot 4\pi \cdot Q = \iint F_n \, df\,. \tag{55,2}$$

Hierbei ist die Ladung Q in Coulombs und die zur Begrenzungsfläche des Raumes normale Komponente der elektrischen Feldstärke F_n in Volt/cm ausgedrückt. Das Integral auf der rechten Seite der Gl. (55,2) ist über die ganze Begrenzungsfläche, mit dem Flächenelement df, des Rauminhalts zu erstrecken, das die elektrische Ladung Q enthält. In unserem Falle besteht der betrachtete Raumteil aus einem Zylinder, dessen Querschnittsfläche in der Kathodenebene die Oberflächeneinheit besitzt, während die Höhe senkrecht zu dieser Ebene x beträgt.

Wenn nur wenige Elektronen die Diodenstrecke durchlaufen, hat die elektrische Feldstärke auf der ganzen Strecke den gleichen Wert. Wenn aber viele Elektronen auf dieser Strecke vorhanden sind, verursachen sie eine Raumladung, die örtlich die Feldstärke herabdrückt. Wir nehmen an, daß die elektrische Feldstärke für $x = 0$ den Wert Null angenommen hat und im Abstande x von der Kathode den Wert F_x.

Auf der Mantelfläche des obengenannten Zylinders ist die normale Komponente der elektrischen Feldstärke voraussetzungsgemäß gleich Null. Wenn das in Gl. (55,1) betrachtete Elektron seit dem Verlassen der Kathode eine Zeit t zum Zurücklegen des Weges x gebraucht hat, ist die Ladung im betrachteten Zylindervolumen gleich $-it$ Coulomb, und das Integral in Gl. (55,2) beträgt F_x. Folglich wird nach Gl. (55,1):

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = 3{,}6 \cdot \pi\, 10^{12} \cdot \frac{e}{m}\, i t = A i t\,,$$

wobei A die Abkürzung für den Wert $3{,}6 \cdot \pi \cdot 10^{12}\, e/m$ (Dimension: $\mathrm{cm^3 Coul^{-1} sec^{-2}}$) ist. Durch Integration entsteht:

$$\frac{dx}{dt} = A i \frac{t^2}{2}\,, \tag{55,3}$$

wobei berücksichtigt ist, daß $dx/dt = 0$ ist für $t = 0$ und

$$x = A i \frac{t^3}{6} = 1{,}99 \cdot 10^{28}\, i \frac{t^3}{6}\,. \tag{55,4}$$

Das Potential an der Stelle x sei P. Die vom Elektron auf der Strecke x gewonnene kinetische Energie ist der potentiellen Energie eP gleichzusetzen:

$$\frac{1}{2} m \left(\frac{dx}{dt}\right)^2 = eP, \quad \text{oder} \quad P = \frac{1}{2} \frac{m}{e} \left(\frac{dx}{dt}\right)^2$$

und unter Berücksichtigung von Gl. (55,3) ist:

$$P = \frac{1}{2} \frac{m}{e} \left(A i \frac{t^2}{2}\right)^2,$$

woraus unter Berücksichtigung Gl. (55,4) hervorgeht:

$$(55,5) \qquad P = \frac{1}{2} \frac{m}{e} (6\,x)^{4/3} \frac{1}{4} A^{2/3} i^{2/3} = 5{,}68 \cdot 10^3 \cdot x^{4/3}\, i^{2/3}.$$

Indem wir Gl. (55,5) nach i auflösen, ergibt sich:

$$(55,6) \qquad i = P^{3/2} \frac{\left(\frac{e}{m}\right)^{3/2}}{A\,(6\,x)^2}\, 2^{9/2} = C \frac{P^{3/2}}{x^2}, \quad \text{mit } C = 2{,}33 \cdot 10^{-6}.$$

Das Potential P ist proportional zu $x^{4/3}$. Aus der Gl. (55,6) geht das „3/2-Potenzgesetz“ hervor, das besagt: In einer idealen Diode, wobei auf der Kathode die Elektronengeschwindigkeit und die Feldstärke gleich Null sind, ist der Anodenstrom der 3/2-Potenz der Anodenspannung proportional. Die Gl. (55,6) gestattet, zusammen mit der Gl. (55,4) die Berechnung der Elektronenlaufzeit von der Kathode zur Anode:

$$(55,7) \quad t = \left(\frac{6\,x}{A\,i}\right)^{1/3} = \left(\frac{6\,x^3}{A\,C\,P^{3/2}}\right)^{1/3} = \frac{x}{P^{1/2}} \left(\frac{6}{A\,C}\right)^{1/3} = 0{,}51 \cdot 10^{-7} \frac{x}{P^{1/2}}.$$

Von der Gl. (55,6) ausgehend ergibt sich, daß mit einer Spannung von z. B. $P = 1$ V in einem Abstand $x = 1$ mm ein Strom i von 0,23 mA fließen würde. Die Elektronenlaufzeit beträgt in diesem Fall $5{,}1 \cdot 10^{-9}$ sec nach Gl. (55,7), die Elektronengeschwindigkeit an der Anode nach Gl. (53,7): $5{,}93 \cdot 10^7$ cm/sec oder 593 km/sec.

Schrifttum: *22, 90, 185, 203, 263.*

§ 56. Elektronenbewegung in idealen kreiszylindrischen Dioden. Bei der kreiszylindrischen Diode sei das Feld nur von r (dem Radius) abhängig. Die Bewegungsgleichung der Elektronen lautet:

$$(56,1) \qquad \frac{d^2 r}{d t^2} = -\frac{e}{m} F_r,$$

wobei F_r die radial gerichtete Feldstärke ist. Der Kathodenradius sei r_k, der Anodenradius r_a. Wir betrachten einen Ausschnitt der zylindrischen Diode, derart, daß Randeffekte nicht in Betracht gezogen werden. Es sei zunächst wieder der Fall verschwindend kleiner Austrittsgeschwindigkeit der Elektronen aus der Kathode behandelt. Wir drücken, wie im Fall der ebenen Diode, die Feldstärke F_r durch die elektrische La-

dung zwischen r_k und r aus, wobei Gl. (55,2) verwendet wird. Der elektrische Strom, der die Kathode verläßt, habe auf der Kathode die Stromdichte i (Ampcm^{-2}). Die Gl. (55,2) ergibt:

$$2\pi \cdot r_k \cdot 9 \cdot 10^{11} \cdot 4\pi \cdot it = -2\pi r F_r \,, \tag{56,2}$$

wobei für $r = r_k$ die Feldstärke gleich Null angenommen ist. Durch Einsetzen in Gl. (56,1) erhält man:

$$r\frac{d^2 r}{dt^2} = 3{,}6 \cdot 10^{12}\pi \frac{e}{m} r_k it = A r_k it \,, \tag{56,3}$$

wobei A dieselbe Bedeutung hat wie in Gl. (55,3). Als Lösung setzen wir $r = at^\alpha$ und finden: $r d^2r/dt^2 = at^\alpha\, a\,\alpha(\alpha - 1)\, t^{\alpha-2} = a^2\alpha\,(\alpha - 1)\, t^{2\alpha-2} = A r_k it$, also $\alpha = 3/2$ und $a^2 = A r_k i\, 4/3$. Die Bedingungen, welche die Lösung der Differentialgleichung (56,3) erfüllen muß, lauten: erstens $r = r_k$ für $t = 0$ und zweitens: $dr/dt = 0$ für $t = 0$. Die gerade ermittelte Lösung erfüllt die zweite Bedingung wohl, aber die erste nicht, denn für $t = 0$ wird $r = 0$. Sie ist angenähert brauchbar für beträchtliche Werte von r/r_k im Vergleich zu 1 und würde streng gelten für verschwindend kleinen Kathodenradius. Wir bemerken, daß auch in diesem Fall das Produkt $r_k i$ endlich bleibt, wenn mit einem endlichen Gesamtemissionsstrom der Kathode gerechnet wird. Rechnen wir zunächst weiter mit der ermittelten Lösung von Gl. (56,3) so wird:

$$\frac{dr}{dt} = a\,\frac{3}{2}\,t^{1/2} \,, \tag{56,4}$$

und da wieder, wie im ebenen Falle, gilt:

$$\frac{1}{2}\, m \left(\frac{dr}{dt}\right)^2 = eP \quad \text{oder} \quad P = \frac{1}{2}\,\frac{m}{e}\left(\frac{dr}{dt}\right)^2,$$

erhält man für das Potential P an der Stelle r:

$$P = \frac{1}{2}\,\frac{m}{e}\, a^2\, \frac{9}{4}\, t \tag{56,5}$$

oder, unter Berücksichtigung von:

$$r = at^{3/2}, \quad \text{mit} \quad a^2 = A r_k i \frac{4}{3} \,,$$

$$\left\{\begin{aligned} P &= \frac{1}{2}\,\frac{m}{e}\, A r_k \frac{4}{3}\, i\, \frac{9}{4}\, r^{2/3} \left(A r_k i \frac{4}{3}\right)^{-1/3} \\ &= \frac{3}{2}\,\frac{m}{e}\, A r_k i^{2/3}\, r^{2/3} \left(A r_k \frac{4}{3}\right)^{-1/3} = D\, i^{2/3}\, r^{2/3} \,. \end{aligned}\right. \tag{56,6}$$

Die Konstante D ist durch die Gleichung:

$$D = \frac{3}{2}\,\frac{m}{e}\, A^{2/3} \left(\frac{4}{3}\right)^{-1/3} (r_k)^{2/3} = 5{,}68 \cdot 10^3 \cdot r_k^{2/3} \tag{56,7}$$

gegeben.

Durch Auflösung von Gl. (56,6) nach i entsteht:

$$(56,8) \qquad i = \frac{D^{-3/2}\,P^{3/2}}{r} = F\,\frac{P^{3/2}}{r}, \quad \text{mit} \quad F = 2{,}33 \cdot 10^{-6}/r_k\,.$$

Es ergibt sich also für die Stromstärke als Funktion der Potentialdifferenz wieder das 3/2-Potenzgesetz.

Wenn der Quotient r/r_k nicht groß gegen 1 ist, so muß die Gl. (56,8) durch:

(56,9)

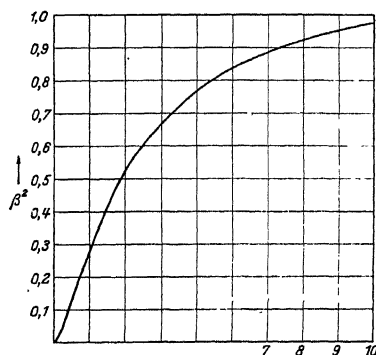



Abb. 132. Der Korrektionsfaktor β^2 für einen endlichen Radius r_k der Kathode als Funktion des betrachteten Punktes mit dem Abstand r von der Achse einer Zylinderdiode dividiert durch r_k.

Abb. 133. Kurve 1: Potentialverlauf in einer Zylinderdiode nach Gl. (56,10) mit Raumladung (Ordinate: Potential in willkurlichem Maßstab, z.B. in Volt. Abszisse: Verhältnis des betrachteten Radius zum Kathodenradius). Kurve 2: Potentialverlauf ohne Raumladung (logarithmische Kurve) bei gleichem Anfangs- und Endpunkt wie Kurve 1. Kurve 3: Potentialverlauf in einer ebenen Diode mit gleichem Kathoden-Anodenabstand sowie gleichem Anfangs- und Endpunkt wie Kurve 1.

ersetzt werden, wobei β^2 eine tabellierte Funktion von r/r_k ist (vgl. Abb. 132). Auf die Berechnung von β^2 gehen wir nicht weiter ein (vgl. Anhang I) und wir begnügen uns mit der Angabe einer Formel für β, die benutzt werden kann, wenn r/r_k nicht viel von 1 abweicht:

$$\beta = \ln\left(\frac{r}{r_k}\right) - \frac{2}{5}\left\{\ln\left(\frac{r}{r_k}\right)\right\}^2 + \frac{11}{120}\left\{\ln\left(\frac{r}{r_k}\right)\right\}^3 + \cdots.$$

Hierbei ist ln der Logarithmus mit der Grundzahl 2,718 (natürlicher Logarithmus). Aus der Gl. (56,9) ergibt sich unmittelbar der Verlauf des Potentials P in einer zylindrischen Diode als Funktion des Radius r:

$$(56,10) \qquad P = (i/F)^{2/3}\,(r\beta^2)^{2/3}\,.$$

Dieser Potentialverlauf ist in Abb. 133 für eine Diode, wobei das Verhältnis von Anodenradius r_a zu Kathodenradius r_k gleich 10 gewählt ist, gezeichnet und mit dem Potentialverlauf ohne Raumladung, der durch

$P = \text{const} \cdot \ln (r/r_k)$ gegeben ist, sowie mit dem Potentialverlauf in einer ebenen Diode mit gleichem Kathoden — Anodenabstand verglichen. Abb. 133 zeigt deutlich, daß die Raumladung in der Nähe der Kathode das Potential stark herabdrückt (Kurve 1 liegt niedriger als Kurve 2).

Wir berechnen jetzt die Elektronenlaufzeit in der Zylinderdiode mit Hilfe der Gl. (56,5) unter Berücksichtigung von Gl. (56,8):

$$t = \frac{2}{3} \frac{e}{m} \frac{P}{A\, r_k\, i} = \frac{2}{3} \frac{e}{m} \frac{r}{A\, r_k F P^{1/2}}\,.$$

Es ist also t proportional zu r und zu $P^{-1/2}$, in genauer Analogie zur Gl. (55,7) für den ebenen Fall. Wenn r/r_k nicht mehr sehr groß ist gegen 1, bleibt diese Proportionalität bestehen und man erhält:

$$t = 17{,}3 \cdot f\left(\frac{r}{r_k}\right) r\, P^{-1/2}\,, \tag{56,11}$$

wobei die Funktion f in Abb. 134 aufgetragen ist. Die Einheiten der Gl. (56,11) sind: t in sec, r in cm und P in Volt. Als Beispiel berechnen wir die Laufzeit in einer Diode, wobei der Abstand zwischen Anode und Kathode 1 mm ist und r/r_k gleich 10, also $r_k = 0{,}1/9 = 0{,}011$ cm und $r = 0{,}11$ cm. Es ergibt sich bei $P = 1$ V aus Gl. (56,11) und Abb. 134: $t =$. sec. Diese Laufzeit ist kürzer als im entsprechenden Fall einer ebenen Diode. Die Erklärung liegt im Potentialverlauf nach Abb. 133. Das Potential steigt bei der Zylinderdiode im betrachteten Fall, der mit Abb. 133 übereinstimmt, in der Umgebung der Kathode schneller an als im Vergleichsfall der ebenen Diode. Hierdurch erhalten die Elektronen gleich nach dem Verlassen der Kathode bereits eine größere Beschleunigung und Geschwindigkeit.

Abb. 134. Ordinate: Der Faktor f aus Gl. (56,11) als Funktion des Verhältnisses r/r_k (Abszisse).

Schrifttum: *34, 94, 172, 173*, vgl. auch Anhang I, § 81.

§ 57. Elektronenemission einer geheizten Kathode. Die bei den Berechnungen in den vorigen Paragraphen gemachte Voraussetzung, daß alle Elektronen mit der Geschwindigkeit Null aus der Kathode treten, ist in Wirklichkeit nicht erfüllt. Die Geschwindigkeitsverteilung der emittierten Elektronen läßt sich in indirekt geheizten Elektronenröhren

in einfacher Weise messen. Wir werden in diesem Paragraphen solche Messungen diskutieren.

Die Geschwindigkeitsverteilung der im Metall befindlichen Elektronen wird nach der Quantenmechanik durch die Fermi-Dirac-Statistik bestimmt. Im für uns in Betracht kommenden Gebiet hoher Temperaturen (z. B. über 1000° absolut) ist die Geschwindigkeitsverteilung der emittierten Elektronen fast nicht von der Maxwellschen Geschwindigkeitsverteilung zu unterscheiden. Letztere Verteilung wird wie folgt gegeben: Wir betrachten die durch eine Flächeneinheit pro Zeiteinheit hindurchtretenden Elektronen. Es seien dies N. Dann ist die Anzahl dN dieser Elektronen, deren Geschwindigkeitskomponente in einer Richtung senkrecht zur Fläche zwischen v und $v + dv$ liegt:

$$dN = N \frac{mv}{kT} \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT}\right) dv. \tag{57,1}$$

Hierbei ist m die Elektronenmasse, T die Temperatur in absoluten Graden gemessen (0° C = 273° absolut) und k die Boltzmannsche Konstante ($1{,}37 \cdot 10^{-16}$ erg/Grad absolut). Wenn rechts über dv von 0 bis ∞ integriert wird, kommt N, die Gesamtzahl der betrachteten Elektronen heraus. Es werden Elektronen mit allen Winkeln zur Flächennormalen emittiert. Wir betrachten als Vereinfachung weiterhin nur die Geschwindigkeitskomponenten senkrecht zur Kathode, werden aber gelegentlich die Folgen dieser Vereinfachung für die Ergebnisse kurz diskutieren.

Die durch Gl. (57,1) gegebene Geschwindigkeitsverteilung läßt sich einfach darstellen, wenn die Elektronengeschwindigkeiten in Volt ausgedrückt werden nach der Gl. (53,7) von § 53. Man erhält für die Geschwindigkeit v in cmsec^{-1} den Wert $5{,}93 \cdot 10^7 V^{1/2}$, wobei V den „Voltwert" der Geschwindigkeit darstellt. Für $T = 1150°$ absolut ist $mv^2/2kT = 10{,}1 \cdot V$ und $mv/kT = 3{,}40 \cdot 10^{-7} \cdot V^{1/2}$. Die Abb. 135 veranschaulicht Gl. (57,1) für zwei Kathodentemperaturen.

Der quadratische Mittelwert $(\bar{v}^2)^{1/2}$ der Geschwindigkeit folgt aus Gl. (57,1) (Abb. 135) und wird durch die Gleichung: $m\bar{v}^2 = 2kT$, oder, wenn wir das Quadrat des quadratischen Mittelwertes der Geschwindigkeit in Volt ausdrücken, durch:

$$\bar{v}^2 \text{ (Volt)} = 0{,}86 \cdot 10^{-4}\, T \text{ (Grad)} \tag{57,2}$$

gegeben. Man erhält für $T = 1150°$ einen Wert von 0,099 V und für 1500° einen Wert von 0,129 V (vgl. Abb. 135).

Wir betrachten eine ebene oder zylindrische Diode, wobei die ganze Kathodenoberfläche eine konstante Temperatur hat. Jede Flächeneinheit dieser Kathodenoberfläche emittiert eine gewisse Anzahl Elektronen pro sec und cm², wodurch eine Emissionsstromdichte i_0 (Amp cm^{-2}) entsteht. Diese Stromdichte i_0 hängt nur vom Material der Kathodenoberfläche und von der Temperatur ab und wird Sättigungsstromdichte

genannt. Wenn $i_0\,(T_1)$ die Sättigungsstromdichte bei einer Temperatur T_1 (absolut) ist, so wird der Wert $i_0\,(T_2)$ bei der Temperatur T_2 durch die Formel:

(57,3) $$\frac{i_0\,(T_2)}{i_0\,(T_1)} = \left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{1/2} \exp\left\{\frac{e\,\Phi}{k}\left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}\right)\right\}$$

gegeben. Hierbei ist eine Maxwellsche Geschwindigkeitsverteilung nach Gl. (57,1) der emittierten Elektronen vorausgesetzt. In Gl. (57,3) ist e die Elektronenladung, k die Boltzmannsche Konstante und $e\Phi$ die sog. „Austrittsarbeit“, d. h. jener Energiebetrag pro emittiertes Elektron (erg), der der Kathode in Form von Wärme zugeführt werden muß. Es ist $e/k = 11{,}7 \cdot 10^3$ (Grad absolut · Volt^{-1}) und Φ etwa 1 V für moderne indirekt geheizte Kathoden.

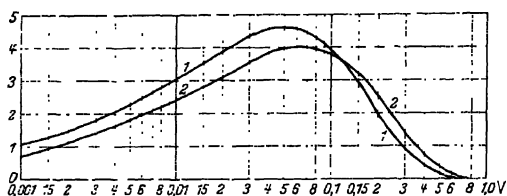



Abb. 135. Vertikal: Werte, proportional zum Verteilungsfunktionsfaktor (Gl. 57,1) (mv/kT) exp. (— mv²/2kT) für T = 1150 Grad (Kurve 1) und für T = 1500 Grad absolute Temperatur (Kurve 2). Horizontal: Elektronengeschwindigkeit v in Volt nach der Formel $v = 5{,}93 \cdot 10^7\,(\text{Volt})^{1/2}$ (Gl. 53,7). Fur 0,1 Volt ist also z. B. die Geschwindigkeit $v = 1{,}87 \cdot 10^7$ cmsec^{-1}.

Erfahrungsgemäß ist in Dioden mit einem positiven Potential der Anode in bezug auf die Kathode die Anodenstromdichte oft kleiner als der Betrag i_0 der Sättigungsstromdichte. In der Nähe der Anode fliegen die Elektronen auf die Anode zu und ist die Feldstärke zur Anode hin gerichtet. Es müssen im Raum zwischen Kathode und Anode Elektronen umkehren und zur Kathode zurückwandern. Folglich muß in ihrer Nähe die Feldstärke auf die Kathode zu gerichtet sein. Zwischen Kathode und Anode ist dann ein Potentialminimum vorhanden, dessen Potential negativ ist in bezug auf die Kathode ($-P_k$ Volt). Wir können die Stromdichte berechnen, welche durch jene Elektronen verursacht wird, die die Potentialschwelle überschreiten. Offenbar sind dies Elektronen, deren kinetische Energie $mv^2/2$ größer ist als $e\,P_k$. Es sei $mv_1^2/2 = e\,P_k$. Dann kann die Anzahl der Elektronen, deren Geschwindigkeit größer als v_1 ist, aus Gl. (57,1) berechnet werden:

$$N_1 = N \int_{v_1}^{\infty} \frac{m\,v}{k\,T} \exp\left(-\frac{m v^2}{2\,k\,T}\right) d\,v = N \exp\left(-\frac{m\,v_1^2}{2\,k\,T}\right).$$

Die Stromdichte i zur Anode verhält sich zur Sättigungsstromdichte, wie N_1 zu N. Folglich ist:

(57,4) $$i = i_0 \exp\left(-\frac{e\,P_k}{k\,T}\right),$$

wobei $mv_1^2/2$ durch $e\,P_k$ ersetzt ist.

Die Gl. (57,1) und (57,4) gelten für ebene und für zylindrische Dioden. Nennt man P_a das Anodenpotential in bezug auf die Schwelle und $P_a - P_k$, d. h. die Diodenpotentialdifferenz, P, so ist $P_k = P_a - P$, und aus Gl. (57,4) geht hervor, daß i eine Exponentialfunktion von P ist. Dies gilt natürlich nur für solche Stromdichten für die P_k und P_a von i wenig abhängig sind. Für diese Ströme haben wir in Gl. (57,4) ein Mittel, die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen in einfacher Weise zu messen. Andererseits kann man aus den Meßergebnissen schließen, ob der genannten Voraussetzung genügt ist. Dies ist der Fall, wenn die gemessene Funktion i von P durch eine Exponentialfunktion darstellbar ist.

Abb. 136. Vertikal: Strom (Mikroampere) nach der Anode einer Diode als Funktion der Spannung dieser Anode gegen die Kathode (horizontal). Die Kurven sind gegeneinander zur größeren Übersichtlichkeit in horizontaler Richtung auseinander geschoben. Daher ist horizontal nur ein Maßstab für Spannungsdifferenzen entlang jeder der Kurven gezeichnet. Die Kurven 1, 2, 3, 4 sind bei 5, 4, 3, 2 Volt Heizspannung gemessen. Die Werte P_{100} sind für diese Kurven bzw. 0,54, 0,46, 0,41, 0,34 Volt (vgl. Gl. 57,5).

Wir haben eine Diode benutzt, deren Kathode indirekt geheizt ist und ungefähr konstante Temperatur besitzt. Die normale Heizspannung der indirekt geheizten Kathode ist 4 V. Wir haben den Strom nach der Anode als Funktion ihrer Spannung gegen die Kathode gemessen (Abb. 136). Es ergeben sich bei verschiedenen Heizspannungen im gemessenen Spannungsgebiet genaue Exponentialkurven. Wir nennen P_{100} die Spannungsdifferenz in Volt, für die entlang einer der gemessenen Kurven der Strom sich um einen Faktor 100 verändert. Durch Logarithmieren der Gl. (57,4) ergibt sich:

$$\frac{0{,}434}{2} \cdot \quad \frac{e}{k} \approx 2500\, P_{100} \qquad (57,5)$$

Mit dieser Formel ergeben sich aus Abb. 136 folgende Kathodentemperaturen: bei 5, 4, 3, 2 V Heizspannung bzw. 1350, 1150, 1025, 850° absolut (C + 273). Diese Zahlen sind etwas höher als die wirklichen mittleren Kathodentemperaturen. Die Enden der Kathode sind etwas kälter als die Mitte. Mit der benutzten Meßmethode verfolgen wir die ganz rechts gelegenen Teile der Geschwindigkeitsverteilungskurven nach Abb. 135 und fangen jene Elektronen ein, deren Geschwindigkeiten rechts von einer gewissen vorgegebenen Voltschwelle liegen (Abb. 135).

Diese Schwelle rückt dann während der Messung nach links. Nun stammen die schnellsten Elektronen vom heißesten mittleren Teil der Kathode. Wir messen also die Temperatur dieses Teiles, wenn wir mit sehr kleinen Verhältnissen i/i_0 arbeiten. Aus diesem Grunde sind die Kurven der Abb. 136 für einen großen Strombereich auch keine genauen Exponentialkurven (abgesehen von Fehlerquellen, wie zu geringem Isolationswiderstand, usw.).

Ein Punkt, der die experimentelle Prüfung der Formeln erschwert, ist die Erscheinung des sog. Kontaktpotentials, die man besser als Voltaeffekt bezeichnet. Zwei leitende Oberflächen, wie z. B. Kathode und Anode einer Diode, weisen, auch wenn sie außerhalb der Röhre leitend miteinander verbunden sind, eine Potentialdifferenz auf. Diese Potentialdifferenz ist im wesentlichen durch die Differenz der Austrittsarbeiten $e\Phi$ [vgl. Gl. (57,3)] gegeben. Drückt man diese Energiebeträge, auf das Elektron bezogen, in Volt aus, so ist die genannte Potentialdifferenz gleich der Differenz der Austrittspotentiale Φ. In technischen Röhren, wobei die Kathode aus einem Nickelröhrchen, bedeckt mit einer bariumhaltigen Emissionsmasse, besteht, ist es unvermeidlich, daß Barium verdampft und auch auf andere Elektroden in der Röhre gelangt. Hierdurch ist ihre Austrittsarbeit schwer vorauszubestimmen, was sich in einer Unsicherheit bezüglich des Kontaktpotentials auswirkt.

Man beachte, daß bisher nur von Potentialen im Raume zwischen den Elektroden die Rede war. Diese Potentiale sind nicht mit den von außen angelegten Elektrodenspannungen identisch, sondern unterscheiden sich hiervon um den Betrag des Kontaktpotentials. Die Kontaktpotentialdifferenz zwischen Kathode und Anode einer Diode kann in einfacher Weise gemessen werden. Wenn man den Anodenstrom als Funktion der Anodenspannung aufträgt, so gehen die in Abb. 136 gezeichneten Exponentialkurven in eine fast horizontale Linie über, sobald der Sättigungsstrom der Kathode erreicht ist, d. h. sobald alle von der Kathode emittierten Elektronen zur Anode gelangen. Im Idealfall vollkommen konstanter Temperatur entlang der Kathode und bei Abwesenheit sonstiger Störungen würde dieser Übergang zum Sättigungsstrom mit einem Knick in der Kurve zusammenfallen. Die Potentialdifferenz zwischen diesem Knick und dem Kathodenpotential stellt das Kontaktpotential dar. Hierbei ist vom Einfluß der Raumladung abgesehen. Die Messungen sollen also mit so niedrigen Stromstärken ausgeführt werden, daß praktisch keine Raumladung auftritt. Der Exponentialteil der Kurve geht in diesem Fall mit einem kurzen Übergangsstück in den Sättigungsteil über. Bei normaler Heizung der Kathode moderner indirekt geheizter Röhren liegt die Sättigungsstromdichte viel zu hoch (Größenordnung von 1 Ampcm^{-2}) zur Ausführung der Kontaktpotentialmessung. Die Kathodenoberfläche würde durch solche Anodenstromdichten leicht zerstört. Eine Diode mit einer Kathode, die normal 4 V

Heizspannung hat, wurde mit den Heizspannungen 0,80 und 0,86 V betrieben. Die Kurven sind in Abb. 137 gezeichnet worden und ergeben ein Kontaktpotential der Anode zur Kathode von —0,67 V.

Die fast horizontalen Teile der Kurven in Abb. 137 entsprechen den Sättigungsströmen bei den betreffenden Kathodentemperaturen. Da letztere nach dem Verfahren der Abb. 136 aus den Exponentialteilen dieser Kurven bestimmt werden können, haben wir in Messungen, wie in Abb. 137, ein Mittel, die Gl. (57,3) experimentell zu prüfen. Unter Beachtung der unvermeidlichen Fehlerquellen ergibt sich genügende Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment.

Abb. 137. Messung des Kontaktpotentials einer Diode. Vertikal: Anodenstrom einer Diode in Mikroampere Horizontal: Anodenspannung in Volt. Kurve 1 bei 0,80 Volt Heizspannung der Kathode. Kurve 2 bei 0,86 Volt Heizspannung. Aus der gestrichelten Knickstelle ergibt sich eine Kontaktpotentialdifferenz von — 0,67 Volt.

Schrifttum: *74, 77, 97, 108, 149, 170, 171, 173, 189, 232, 236, 237, 300.*

§ 58. Elektronenbewegung in wirklichen Dioden. Die Abhängigkeit der Potentialdifferenz P_k zwischen der Kathode und der Potentialschwelle von den Stromdichten i_0 und i wird durch Gl. (57,4) bestimmt:

$$P_k = \frac{k}{e}\, T\, 2{,}30 \lg\left(\frac{i_0}{i}\right) = 1{,}97 \cdot 10^{-4} \cdot T \cdot \lg\left(\frac{i_0}{i}\right). \tag{58,1}$$

Wenn, wie in § 57, mit P die Potentialdifferenz zwischen Kathode und Anode bezeichnet wird (einschließlich Kontaktpotentialdifferenz), so wird die Potentialdifferenz zwischen Potentialschwelle und Anode gleich $P + P_k$. Wir könnten als Vereinfachung die Potentialschwelle als Kathode auffassen, die Elektronen mit der Geschwindigkeit Null emittiert. Wenn x der Abstand Anode—Kathode und d der Abstand Schwelle—Kathode ist, so würde sich durch Anwendung des 3/2-Potenzgesetzes für eine ebene Diode ergeben:

$$i = 2{,}33 \cdot 10^{-6} \frac{(P + P_k)^{3/2}}{(x - d)^2}. \tag{58,2}$$

Der Abstand d beträgt etwa

$$d = 2{,}8 \cdot 10^{-6}\, T^{3/4} i^{-1/2}, \tag{58,3}$$

wobei T die absolute Kathodentemperatur darstellt. Die (Gl. 58,2) deckt

sich formal mit dem exakten Rechenergebnis. Hiernach muß die rechte Seite von Gl. (58,2) mit dem Faktor

$$1 + 0{,}0247 \left(\frac{T}{P + P_k}\right)^{1/2} \tag{58,4}$$

multipliziert werden. Für $P + P_k = 1$ V und $T = 1000°$ wird der Korrektionsfaktor etwa 1,78. Weiter soll $d \ll x$ sein.

Zur Berechnung der Laufzeit in einer ebenen Diode nehmen wir an, daß die Potentialkurve sowohl von der Schwelle zur Anode als von der Schwelle zur Kathode nach einem 4/3-Potenzgesetz nach Gl. (55,5) verläuft. Dann ergibt sich:

$$t = 0{,}51 \cdot 10^{-7} \left(\frac{d}{P_k^{1/2}} + \frac{x - d}{(P + P_k)^{1/2}}\right) \text{ sec.} \tag{58,5}$$

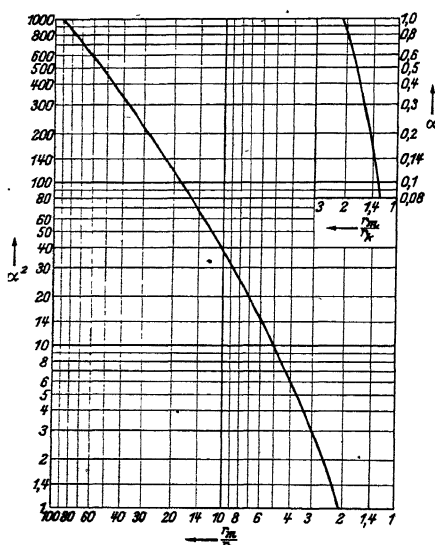



Abb. 138. Ordinate: Die Größe α^2 aus Gl. (58,7) als Funktion des Verhältnisses r_m/r_k (Abszisse). Rechts oben: Fortsetzung für kleinere Werte von α.

Bei der kreiszylindrischen Diode gehen wir wieder von der vereinfachenden Annahme aus, daß die Potentialschwelle Elektronen mit der Geschwindigkeit Null emittiert. Wenn r_m der Radius der Potentialschwelle und r_a der Anodenradius ist, ergibt sich dann für die Anodenstromdichte i_a der Näherungsausdruck:

$$i_a = 2{,}33 \cdot 10^{-6} \cdot \frac{(P + P_k)^{3/2}}{r_a^2\, \beta^2}. \tag{58,6}$$

Hierbei ist β^2 die in Abb. 132 gezeichnete Funktion, wobei als unabhängige Veränderliche diesmal das Verhältnis r_a/r_m eingeführt werden muß (statt r/r_k in Abb. 132). Die Gl. (58,6) bedarf einer ähnlichen Korrektur, wie in Gl. (58,4) angegeben, um mit dem exakten Rechenergebnis übereinzustimmen. Den Radius r_m der Potentialschwelle kann man nach der Gleichung:

$$\alpha^2 = 7{,}21 \cdot 10^{-12} \frac{T^{3/2}}{r_k^2\, i_k} \tag{58,7}$$

berechnen, wobei r_k der Kathodenradius und i_k die Stromdichte auf der Kathode ist. Die Größe α^2 ist eine Funktion von r_m/r_k, die in Abb. 138 dargestellt ist. Es soll $r_m - r_k \ll r_a - r_m$ sein.

Zur Berechnung der Elektronenlaufzeit t kann die Gleichung:

$$(58{,}8)\qquad t = 17{,}3 \cdot f\left(\frac{r_a}{r_m}\right) r_a\,(P + P_k)^{-1/2} + g\left(\frac{r_m}{r_k}\right) r_m\,P_k^{-1/2}$$

benutzt werden. Die Funktion f ist in Abb. 134 dargestellt und die Funktion g in Abb. 139.

Als Zahlenbeispiel zu den obigen Gleichungen wählen wir eine Kathodentemperatur $T = 1150°$ absolut und $i_0/i_k = 100$, wobei $i_k = 10\,\text{mA/cm}^2$. Bei der ebenen und bei der zylindrischen Diode ist dann die Potentialdifferenz P_k zwischen dem Kathodenpotential und dem Potentialminimum: $P_k = 1{,}97 \cdot 10^{-4} \cdot 1150 \cdot 2 = 0{,}45$ V. Der Abstand d zwischen der Kathode und dem Potentialminimum ist nach Gl. (58,3) bei $i_k = 10\,\text{mA/cm}^2$ für die ebene Diode: $d = 2{,}8 \cdot 10^{-6} \cdot 198 \cdot 10 = 0{,}0055$ cm. Bei der Zylinderdiode sei der Kathodenradius $r_k = 0{,}05$ cm, wie bei modernen indirekt geheizten Röhren. Folglich wird α^2 nach Gl. (58,7) : $7{,}21 \cdot 10^{-12} \cdot 3{,}92 \cdot 10^4 \cdot 4 \cdot 10^2 \cdot 10^2 = 0{,}0113$. Es ergibt sich $r_m/r_k = 1{,}11$, also $r_m = 0{,}055$ und $r_m - r_k = 0{,}005$. Dieser Abstand ist fast derselbe wie im ebenen Fall. Die Laufzeit der Elektronen von der Kathode bis zum Potentialminimum ist im ebenen Fall nach Gl. (58,5): $t = 0{,}51 \cdot 10^{-7} \cdot 0{,}0055 \cdot (0{,}45)^{-1/2} = 0{,}41 \cdot 10^{-9}$ sec und im zylindrischen Fall nach Gl. (58,8): $t = g\,r_m P_k^{-1/2} = 4{,}0 \cdot 10^{-9} \cdot 0{,}055 \cdot (0{,}45)^{-1/2} = 0{,}33 \cdot 10^{-9}$ sec (vgl. für die Funktion g von r_m/r_k die Abb. 139).

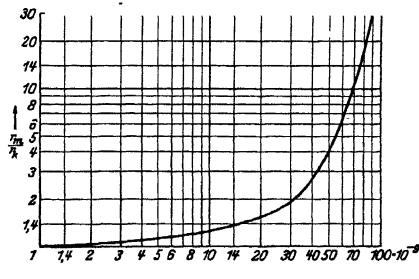



Abb 139. Vertikal: Verhältnis r_m/r_k (Radius des Potentialminimums zu Kathodenradius). Horizontal: Funktion g aus Gl. (58,8).

Wir haben bisher nur jene Geschwindigkeitskomponenten der von der Kathode emittierten Elektronen in Betracht gezogen, die senkrecht zur Kathode gerichtet sind. Im ebenen Fall wird die Richtungsverteilung der emittierten Elektronen die Übereinstimmung zwischen Berechnung und Wirklichkeit weniger stören als im zylindrischen Fall. Bei einer zylindrischen Kathode können die schräg aus der Kathodenoberfläche tretenden Elektronen besonders lange Bahnen in Form einer Spirale beschreiben, bevor sie zum Potentialminimum gelangen und dadurch eine Änderung der Laufzeitverhältnisse zwischen Kathode und Potentialminimum verursachen. Durch diesen unberücksichtigten Faktor wird der Näherungscharakter obiger Gleichungen, der bereits mehrfach hervorgehoben wurde, aufs neue betont.

Schrifttum: *4, 34, 80, 93, 109, 112a, 141, 149, 171, 172, 173, 189, 203.*

§ 59. Elektronenbewegung in einer Triode. Auf die Diode folgt als nächste kompliziertere Röhre die Triode. Wir betrachten zunächst eine „ebene" Triode (Abb. 140), bestehend aus einer ebenen Emissionskathode, einer ebenen Anordnung von unter sich parallelen Stäben (das Gitter) und einer zweiten, zu diesen Ebenen parallelen Elektrode (die Anode). Die verschiedenen Formen technischer Trioden werden ebenfalls in diesem Paragraphen und in § 62 behandelt. Die Anode hat ein positives Potential P_a gegen die Kathode, das Gitter ein negatives P_g. Das positive Potential der Anode wirkt durch das Gitter hindurch auf die von der Kathode emittierten Elektronen und saugt diese zur Anode. Zur Veranschaulichung dieses Verhältnisses dient Abb. 141, wobei mit nichtemittierender Kathodenfläche, also elektrostatisch, das Potentialfeld einer Anordnung wie in Abb. 140 gezeichnet ist. Die Art und Weise wie Abb. 141 erhalten ist, wird in § 61 erläutert. Für den in Abb. 141 ausgearbeiteten Fall ist in Abb. 142 die Potentialkurve entlang der Linie GrG von Abb. 141 gezeichnet. In der Öffnung zwischen zwei Gitterstäben herrscht somit ein beträchtliches positives Potential gegen die Kathode. Obwohl, wie aus Abb. 142 hervorgeht, dieses positive Potential in der Ebene der Gitterstäbe keineswegs konstant ist, kann man als erste Näherung so vorgehen, daß man die kombinierte Wirkung von Anode und Gitter auf die von der Kathode emittierten Elektronen durch die Wirkung einer leitenden Fläche in der Gitterebene ersetzt, deren Potential (Steuerpotential) gegen die Kathode gleich $P_g + P_a/\mu$ ist. Nachdem die Triode in dieser Weise auf eine Diode zurückgeführt worden ist, können die im vorigen Paragraphen behandelten Formeln angewandt werden, und wir erhalten für die Anodenstromdichte, wenn $d \ll x$ ist, den Näherungsausdruck [vgl. Gl. (58,2)]:

Abb. 140. Schematische Darstellung einer ebenen Triode, bestehend aus einer ebenen Kathode K, einer ebenen Anode A und einer Reihe runder, paralleler Stäbe in einer Ebene angeordnet als Gitter G.

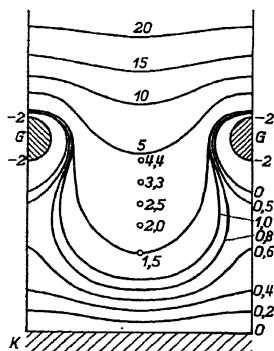



Abb. 141. Äquipotentialkurven im Raum zwischen zwei Gitterstäben einer Anordnung wie Abb. 140, elektrostatisch ohne Raumladung. Potentiale in Volt. Berechnet nach dem Verfahren von Abb. 148.

$$(59,1) \qquad i_a = 2{,}33 \cdot 10^{-6} \frac{(P_g + P_a/\mu + P_k)^{3/2}}{(x - d)^2},$$

wobei die Buchstaben P_k und d dasselbe bedeuten wie in Gl. (58,2), während x den Abstand Kathode—Gitterebene darstellt. Die Elektronen, welche vor den Gitterstäben (wenn P_g negativ ist) umkehren oder auf die Gitterstäbe gelangen (bei P_g positiv), werden vernachlässigt.

Wegen der großen Idealisierung, die in der Annahme eines konstanten „Ersatzpotentials" P_a/μ in der Gitterebene an Stelle des Anodenpoten-

tials P_a steckt, wird man im allgemeinen nicht erwarten dürfen, daß die Größe μ unabhängig von P_a und von P_g ist. Als einfachsten Fall gehen wir zunächst von der Voraussetzung einer konstanten Größe μ aus. Wir können dann μ definieren als den Quotienten der Änderung des Anodenpotentials P_a und einer vorgegebenen Änderung des Gitterpotentials P_g, zur Erhaltung eines konstanten Anodenstroms I_a:

$$\mu = \frac{\partial P_a}{\partial P_g}. \tag{59,2}$$

Wir definieren noch zwei weitere Größen: 1. die Steilheit S als Quotienten der Änderung des Anodenstroms I_a und einer vorgegebenen Änderung des Gitterpotentials bei konstantem Anodenpotential:

$$S = \frac{\partial I_a}{\partial P_g} \tag{59,3}$$

und 2. den Innenwiderstand R_i als Änderung des Anodenpotentials für eine vorgegebene Änderung des Anodenstromes bei konstantem Gitterpotential:

$$R_i = \frac{\partial P_a}{\partial I_a}. \tag{59,4}$$

Es ist: $\mu = S R_i$.

Man nennt μ die „Verstärkungszahl" der Triode, weil unter geeignet gewählten Bedingungen die Verstärkung einer an das Gitter gelegten Wechselspannung zu einer Anodenwechselspannung fast gleich μ werden kann. Aus Gl. (59,1) folgt für die Steilheit S in mA/V der Wert (wobei der Anodenstrom $I_a = i_a O$ eingeführt wird):

$$S = \frac{3}{2} \cdot 2{,}33 \cdot 10^{-3} \frac{(P_g + P_a/\mu + P_k)^{1/2}}{(x - d)^2} O = 0{,}0264 \frac{I_a^{1/3} O^{2/3}}{(x-d)^{4/3}} (\mathrm{mA/V}). \tag{59,5}$$

Hierbei ist O die Kathodenoberfläche in cm^2 und I_a der Anodenstrom in mA.

Die Gl. (59,2), (59,3), (59,4) gelten für jede beliebige Röhre, also auch für zylindrische Trioden, bestehend aus einer zylindrischen Kathode, einem Gitter und einer zylindrischen Anode. Das Gitter kann hierbei als Parallelstabgitter (parallele Stäbe in einem regelmäßigen Vieleck um die Kathode) oder als Spiralgitter (spiralförmig gewickelter Draht auf einer zur Kathode konzentrischen Zylinderfläche) ausgebildet sein. Wir erhalten aus Gl. (58,6):

$$I_a = 2{,}33 \cdot 10^{-3} O \frac{(P_g + P_a/\mu + P_k)^{3/2}}{r^2 \beta^2} (\mathrm{m\ A}), \tag{59,6}$$

wobei I_a den Anodenstrom, r den Gitterradius und O die Gitteroberfläche darstellen. Die Funktion β^2 von r/r_m muß im Anschluß an Abb. 132 bestimmt werden. Für die Steilheit in mA/V erhält man:

$$S = \frac{3}{2} \cdot 2{,}33 \cdot 10^{-3} \frac{(P_g + P_a/\mu + P_k)^{1/2}}{r^2 \beta^2} O = 0{,}0264 \frac{I_a^{1/3} O^{2/3}}{(r^2 \beta^2)^{2/3}} (\mathrm{mA/V}). \tag{59,7}$$

Bei gleichem Anodenstrom I_a und gleicher Gitteroberfläche O (bei der ebenen Anordnung ist die Kathodenoberfläche gleich der Gitteroberfläche) unterscheiden die Steilheiten bei der ebenen und der zylindrischen Anordnung sich nicht wesentlich. Bei den Gl. (59,1) und (59,6) sowie bei den hieraus abgeleiteten Formeln muß die in Gl. (58,4) erwähnte Korrektur noch berücksichtigt werden. Man kann dies in einfacher Weise angenähert ausführen, indem der Größe d ein etwas größerer Wert erteilt wird, als der Theorie entspricht.

Zur Anwendung dieser Ergebnisse auf die wirkliche Konstruktion von Röhren fehlt jetzt noch ein Schritt: die Berechnung von μ aus den Konstruktionsdaten. Die Wirkung des Ersatzpotentials in der Gitterebene auf die Elektronen, welche die Kathode verlassen, soll dieselbe sein wie die kombinierte Wirkung des wirklichen Gitterpotentials und des Anodenpotentials. Wir denken uns zunächst die Röhre kalt, so daß keine Elektronen vorhanden sind, und bestimmen das Ersatzpotential in der Gitterebene derart, daß auf der Kathode dieselbe statische Aufladung entsteht, wie durch die kombinierte Wirkung von Gitter- und Anodenpotential. Die statische Kapazität Anode—Kathode sei C_{ak}, die Kapazität Gitter—Kathode sei C_{kg}, dann ist die Kathodenladung in der Triode proportional zu $P_a C_{ak} + P_g C_{kg} = C_{kg} (P_g + P_a C_{ak}/C_{kg})$. Im Falle eines Ersatzpotentials P_s in der voll gedachten Gitterebene ist die Kathodenladung proportional zu $P_s C_{ks}$, wobei C_{ks} die Kapazität zwischen der Kathode und dieser Steuerebene ist. Man kann ungefähr setzen: $C_{ks} = C_{kg}$. Folglich muß für P_s bei Gleichheit der Kathodenladungen in beiden Fällen die Gleichung:

$$= \left(P_g + P_a \right. \tag{59,8}$$

gelten. Mit der Bezeichnung $C_{kg}/C_{ak} = \mu$ wird $P_s = P_g + P_a/\mu$. Die Gl. (59,8) ist vollkommen mit der Definition des Ersatzpotentials in Gl. (59,1) in Übereinstimmung, sofern $P_k = 0$ ist (bei kalter Röhre). Die Verstärkungszahl

$$\mu = \frac{C_{kg}}{C_{ak}} \tag{59,9}$$

kann also in dieser Näherung in einfacher Weise aus den statischen Röhrenkapazitäten erhalten werden. Die obigen Überlegungen sind nicht auf „ebene" Trioden beschränkt, sondern sind für alle Triodenbauarten (mit den erwähnten Näherungen) gültig. Wenn die Kathode Elektronen emittiert, müssen für C_{kg} und C_{ak} die Kapazitäten unter Berücksichtigung der Raumladung eingesetzt werden. Hierdurch kann, namentlich bei C_{kg}, ein bedeutender Unterschied (z. B. 20%) mit den statischen (kalten) Kapazitäten entstehen. Auf diese dynamischen Kapazitäten kommen wir in § 67 zurück. Man kann diese Korrektur für „warme" Röhren angenähert so ausführen, daß bei der Berechnung

der statischen Kapazitäten der Abstand Kathode—Gitter kleiner genommen wird als er in Wirklichkeit bei der kalten Röhre ist. Die Größe dieser Korrektur wird in § 67 behandelt.

Schrifttum: *95, 100, 105, 120, 123, 129, 130, 149, 226, 237, 300.*

§ 60. Rechnerische Erfassung der Inselbildung. Wir behandeln jetzt die Abweichungen von den obigen Idealfällen einer 3/2-Potenzkurve für den Strom als Funktion des Steuerpotentials in der Gitterebene, die dadurch entstehen, daß die Wirkung des Anodenpotentials nicht durch den Ausdruck P_a/μ erfaßt werden darf. Der Abstand zweier Gitterdrähte sei l (vgl. Abb. 140), und wir legen in die Mitte der Öffnung zwischen zwei Stäben den Nullpunkt einer x-Achse (Abb. 142). Dann kann für das Potential entlang der x-Achse der Ausdruck: $a + bf(x/l)$ angeschrieben werden, wobei f eine zu $x = 0$ symmetrische periodische Funktion von x/l mit der Periode 1 ist. Als besonders einfache Näherungsfunktion betrachten wir: $f(x/l) = 1 - 4\,|x/l|$ im Intervall $-l/2 \leq x \leq l/2$. Diese Näherungsfunktion ist in Abb. 142 eingezeichnet worden. Es ist $P_g = a - b$. Wir zerschneiden nun die Ersatzdiode, welche an Stelle der Triode treten soll, in parallele Stücke durch Schnitte senkrecht zur Anoden- und zur Kathodenfläche. Wir nehmen zur Durchführung der Rechnung an, daß der Strom in jeder infinitesimalen Diode nicht durch die Potentiale und Ströme ihrer Nachbardioden beeinflußt wird. Dann ist der Strom dI_a in jeder infinitesimalen Diode einer Gitteröffnung (n ist die Anzahl der Gitteröffnungen):

Abb. 142. Querschnitt entlang der Linie *GG* der Abb. 141. Vertikal: Potentiale in Volt entlang der Öffnung (horizontal) zwischen zwei Stäben. Gestrichelte Kurve: Näherung des Potentialverlaufs zwischen zwei Stäben durch gerade Linien.

$$dI_a = \frac{K}{n}\left\{a + b\,f\left(\frac{x}{l}\right)\right\}^{3/2} d\left(\frac{x}{l}\right)$$

wobei d das Differentialzeichen ist und K eine Konstante, die nicht direkt von den Potentialen abhängt. Es wird nur in jenen Dioden merklicher Strom fließen, für die der Ausdruck $a + bf(x/l)$ positiv ist. Wir nennen den betreffenden x-Abschnitt x_0 (Abb. 142); dann ist der Anodenstrom I_a, der durch n Gitteröffnungen fließt:

$$I_a = K\int_0^{z_0} [a + bf(z)]^{3/2}\,dz\,, \tag{60,1}$$

wobei z für x/l geschrieben ist und z_0 für x_0/l. Die Steilheit S wird:

$$S = \frac{3}{2}\,K\int [a + bf(z)]^{1/2}\,dz\,, \tag{60,2}$$

Für $a > b$ ist der Ausdruck $a + b\,(1 - 4\,|z|)$ positiv im ganzen Intervall $0 \leq z \leq 1/2$. Folglich kann hier z_0 gleich $1/2$ gesetzt werden. Für $a < b$ gilt: $z_0 = (a + b)/4\,b$.

Man erhält für $a \geqq b$:

$$I_a = \frac{1}{5} K \frac{a^{5/2}}{b}\left[\left(1 + \frac{b}{a}\right)^{5/2} - \left(1 - \frac{b}{a}\right)^{5/2}\right] \qquad (60,3)$$

$$S = \frac{1}{2} K \frac{a^{3/2}}{b}\left[\left(1 + \frac{b}{a}\right)^{3/2} - \left(1 - \frac{b}{a}\right)^{3/2}\right] \qquad (60,4)$$

Wenn b/a klein gegen 1 ist, können wir diese Ausdrücke in eine rasch konvergierende Reihe nach Potenzen von b/a entwickeln:

$$I_a = K a^{3/2}\left[1 + \frac{1}{8}\left(\frac{b}{a}\right)^2 + \cdots\right] \qquad (60,3\text{a})$$

$$S = \frac{3}{2} K a^{1/2}\left[1 - \frac{1}{24}\left(\frac{b}{a}\right)^2 + \cdots\right] \qquad (60,4\text{a})$$

Für a zwischen $-b$ und $+b$ erhält man:

$$I_a = \frac{1}{5} K \frac{(a + b)^{5/2}}{b}, \qquad (60,5)$$

$$S = \frac{1}{2} K \frac{(a + b)^{3/2}}{b}. \qquad (60,6)$$

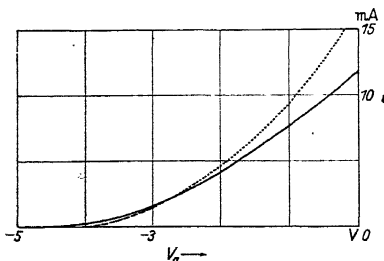



Abb. 143. Zur Inselbildung. Vertikal: Anodenstrom I_a mA. Horizontal: Steuergitterspannung V_g Volt. Röhre A F 4 (Pentode), mit 250 V Anodenspannung und Schirmgitterspannung. Ausgezogene Kurve gemessen. Gestrichelt: $I_a = 1{,}48\,(V_g + 4{,}90)^{3/2}$ mA. Punktiert: $I_a = 0{,}31\,(V_g + 4{,}00)^{5/2}$ mA. Die 5/2-Potenz schließt sich im unteren Teil der gemessenen Kurve eng an.

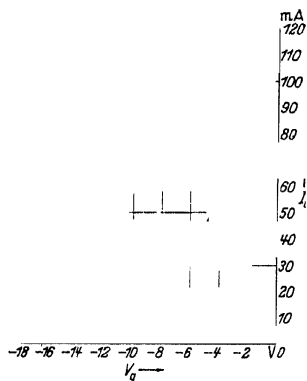



Abb. 144. Zur Inselbildung. Achsen wie in Abb. 143. Röhre A L 4 (Pentode) mit Schirmgitterspannung und Anodenspannung je 250 V. Ausgezogene Kurve gemessen. Gestrichelte Kurve $I_a = 3{,}20\,(V_g + 11{,}0)^{3/2}$ mA. Punktierte Kurve: $I_a = 0{,}126\,(V_g + 15{,}5)^{5/2}$ mA. Im oberen Teil der gemessenen Kurve schmiegt sich die 3/2-Potenz, im unteren Teil die 5/2-Potenz besser an.

Betrachten wir nun die Kennlinie des Stromes I_a als Funktion des Potentials in der Gitterebene, so ergibt sich, daß bei negativem P_g und folglich $a \leq b$ eine 5/2-Potenzkurve herauskommt mit dem Anfangspunkt $a = -b$. Macht man P_g positiv, so geht diese Kennlinie in eine 3/2-Potenzkurve [Gl. (60,3a)] über, mit dem Anfangspunkt $a = 0$. Wir zeigen an zwei Beispielen (Abb. 143 und 144), wie dieser berechnete Verlauf (5/2-Potenz) sich den gemessenen Kurven anpassen läßt. Die

in den Gl. (60,1) bis (60,6) vorkommende Konstante K hat für eine ebene Triode den Wert:

$$K = \frac{2{,}33\cdot 10^{-6}\, O}{(x - d)^2} \tag{60,7}$$

wobei dann I_a den ganzen Triodenstrom in Amp und S die Steilheit in Amp/V darstellen, während x, d und O die bereits früher [Gl. (59,1) und (59,5)] benutzte Bedeutung haben. Der Potentialbetrag a ist gleich $P_g + P_a/\mu + P_k$ zu setzen, während für b in der Darstellung mit dem Ersatzanodenpotential P_a/μ kein Analogon auftritt[vgl. § 62 im Anschluß an Gl. (62, 12)].

Für b klein gegen a, also bei nahezu konstantem Potential in der Gitterebene, tritt, wie Gl. (60,3a) und (60,4a) zeigen, nur eine geringe Abweichung vom 3/2-Potenzgesetz auf. Wenn das Gitterpotential P_g verändert wird, so ändern sich sowohl a als auch b.

Die Erscheinung, daß bei beträchtlichem b gegenüber a starke Abweichungen vom 3/2-Potenzgesetz auftreten, kann allgemein als „Inselbildung" bezeichnet werden. Dieser Name ist aus der Vorstellung entstanden, daß einzelne „Insel"stellen der Kathode (gegenüber den Gitteröffnungen) mehr Elektronen zum Gesamtstrom beisteuern als die übrigen Stellen gegenüber den Gitterstäben (vgl. § 41).

Wir wenden uns jetzt wieder dem einfachen Fall zu, daß b gleich Null gesetzt wird. In jedem Abschnitt des Gitters zwischen den Zentren zweier Stäbe herrscht somit ein konstantes Potential a. Wir können nun die Abstände der Stäbe voneinander verschieden gestalten und versuchen, in dieser Weise den Verlauf der Anodenstromkennlinie nach vorher festgelegten Forderungen zu beeinflussen. Im Abschnitt zwischen zwei Stäben haben wir es dann immer mit einem bestimmten Wert von μ zu tun, während μ sich von Abschnitt zu Abschnitt ändert und somit vom betrachteten Ort entlang einer Geraden in der Gitterebene, senkrecht zu den Gitterstäben, abhängt. Man nennt dies Röhren mit variabler Steilheit. Man kann die entstehende treppenförmige Kurve für das Gitterpotential a entlang dieser Geraden durch einen kontinuierlichen Kurvenzug ersetzen. Legt man die x-Koordinate entlang der genannten Geraden senkrecht zu den Gitterstäben, wobei x in der Mitte des Gitters anfängt und die gesamte Gitterlänge entlang der Geraden $2\,g$ ist, so erhält man für den Anodenstrom die Formel:

$$I_a = K\frac{1}{g}\int^{g}\Big(P_g + P_k + \qquad {}^{3\;2}\, dx = \frac{K}{g}(P_g) \qquad 1 + \frac{P_k}{P_g} + \frac{P_a}{\mu P_g}\Big)^{3/2} dx\,.$$

Hierbei ist μ eine Funktion von x, und K hat die Bedeutung [Gl. 60,7)]. Gesucht ist eine derartige Funktion $\mu(x)$, daß I_a eine vorgeschriebene Funktion von P_g und somit von $1 + P_k/P_g = v$ wird. Wir nennen $P_a/\mu P_g = z(x)$, $x = p(z)$, also $dx = p'(z)\,dz$, weiterhin $I_a g/K P_g^{3/2} = F(v)$,

wobei F eine vorgeschriebene Funktion ist. Hierbei ist wieder die Voraussetzung gemacht worden, daß der Stromverlauf in jedem Abschnitt der Triode, der durch Ebenen senkrecht zur Anode und zur Kathode begrenzt ist, unabhängig ist vom Stromverlauf und von den Potentialen in den Nachbarabschnitten. Wir kommen zu den Integrationsgrenzen. Der Klammerausdruck im Integranden muß, damit die betreffenden Teile des Gitters Strom durchlassen, positiv sein. Nimmt man an, daß $P_a/\mu P_g$ in der Mitte des Gitters, also für $x = 0$ am größten ist, so ist hier $z = z_m$ und zu integrieren ist über dz von $z = -v$ bis $z = z_m$, so daß wir erhalten:

$$F(v) = \int_{-v}^{z_m} (v + z)^{3/2} p'(z)\, dz\,. \tag{60,8}$$

Dies ist eine Integralgleichung für die gesuchte Funktion $p(z)$ bei vorgegebener Funktion $F(v)$. Um zu einer lösbaren Integralgleichung zu gelangen, kann Gl. (60,8) auf die Form:

$$f(\eta) = \int_0^{\eta} \frac{y(\xi)\, d\xi}{\sqrt{\eta - \xi}} \tag{60,9}$$

(Abelsche Integralgleichung) gebracht werden, deren Lösung lautet:

$$y(\eta) = \frac{1}{\pi}\left[\frac{f(0)}{\sqrt{\eta}} + \int_0^{\eta} \frac{f'(\xi)\, d\xi}{\sqrt{\eta - \xi}}\right].$$

(Akzent bedeutet Differentiation.) Durch zweimaliges Differenzieren von Gl. (60,8) nach v entsteht:

$$F''(v) = \frac{3}{4}\int_{-v}^{z_m} \frac{p'(z)\, dz}{\sqrt{v + z}}\,.$$

Nun sei: $v + z = \eta - \xi$, $v = \eta - z_m$, $z = -(\xi - z_m)$, $dz = -d\xi$.
Dann wird:

$$F''(\eta - z_m) = \frac{3}{4}\int_0^{\eta} \frac{p'\{-(\xi - z_m)\}}{\sqrt{\eta - \xi}}\, d\xi\,.$$

Diese Gleichung hat ganz die Form der Abelschen Integralgleichung (60,9) und kann folglich in einfacher Weise gelöst werden, wobei eine Funktion p' aus der vorgegebenen Funktion F berechnet wird. Durch Auflösen von $x = p(z)$ nach $z(x) = P_a/\mu P_g$ entsteht dann die gesuchte Funktion μ von x. Die numerische Durchführung des Verfahrens ist etwas langwierig, aber weiterhin elementar. Wir führen hier als Beispiel die Lösung für den einfachen Fall einer Exponentialfunktion aus:

$$F(v) = \text{const} \cdot \exp(\alpha v) \tag{60,10}$$

und erhalten für den Verlauf von z/z_m als Funktion von x/g die Abb. 145

unter der Bedingung, daß $z_m \ll 1$ ist. An Stelle von z/z_m kann als Ordinate auch μ_m/μ geschrieben werden, wobei μ_m den kleinsten Wert von μ darstellt, der bei $x = 0$ auftritt (in der Gittermitte). In Wirklichkeit wird man den in obiger Weise theoretisch erhaltenen Verlauf von μ als Funktion von x durch eine Treppenkurve annähern, wobei jede Stufe einem Abschnitt zwischen zwei benachbarten Gitterdrähten oder mehreren benachbarten Abschnitten entspricht.

Abb. 145. Anwendung der Abelschen Integralgleichung zur Berechnung des Durchgriffsverlaufs entlang der Gitterachse für eine Triode, deren Charakteristik durch Gl. (60,10) gegeben ist. Der Wert x entspricht dem Abstand des betrachteten Punktes von der Gittermitte ($x = 0$) während $2g$ die Gesamtgitterlänge (parallel zur Kathode) ist. Der Wert z ist durch $z = P_a/\mu P_g$ gegeben, wobei P_a das Anodenpotential, P_g das Gitterpotential und μ die örtliche Verstärkungszahl des Gitters ist. Es ist z für $x = 0$ möglichst groß (Gittermitte) und gleich z_m. Für die Ordinate kann auch μ_m/μ gelesen werden.

Schrifttum: *79, 87, 129, 130, 154, 253.*

§ 61. Verfahren zur Berechnung statischer Röhrenkapazitäten. Bei der Berechnung der statischen Kapazitäten (wenn keine Elektronenströme fließen) zwischen den verschiedenen Elektroden einer Elektronenröhre mit mehreren Gittern haben wir zunächst ein Potentialproblem zu lösen. Die Potentiale der Elektroden sind vorgegeben. Die auf die verschiedenen Elektroden hierdurch induzierten Ladungen müssen berechnet werden durch Lösung des Potentialproblems. Aus dem Quotienten von Ladung und Potentialdifferenz zweier Elektroden kann die betreffende Kapazität erhalten werden. Allgemein seien n Elektroden vorhanden mit den Potentialen $P_1, P_2, \cdots, P_n$ gegen Erde und den Ladungen $Q_1, Q_2, \cdots, Q_n$, wobei die Beziehungen:

$$Q_1 = \alpha_{11} P_1 + \alpha_{12} P_2 + \cdots \alpha_{1n} P_n;$$
$$Q_2 = \alpha_{21} P_1 + \alpha_{22} P_2 + \cdots \alpha_{2n} P_n;$$

$$Q_n = \alpha_{n1} P_1 + \alpha_{n2} P_2 + \cdots \alpha_{nn} P_n$$

bestehen mit Koeffizienten $\alpha_{mn} = \alpha_{nm}$, die aus der Lösung des Potentialproblems bekannt sind. Dann ist die Teilkapazität der Elektrode mit dem Zeiger m zur Elektrode mit dem Zeiger n durch

$$-\alpha_{mn} \qquad (m \neq n)$$

gegeben, wie zu ersehen, indem alle Potentiale außer $P_n = 0$ gesetzt werden.

Zur Lösung der Potentialaufgabe behandeln wir drei rechnerische Methoden: 1. die konforme Abbildung, 2. die numerische Methode, 3. die Methode der Integralgleichungen erster Art. Die ersten zwei Methoden sind im wesentlichen auf zweidimensionale Probleme beschränkt, wobei also die gesuchte Potentialverteilung nur von zwei Koordinaten abhängt. Bei der dritten Methode tritt eine Beschränkung nicht auf. Die

bei einigen Potentialaufgaben mit Vorteil zur Lösung angewandte „Spiegelungsmethode" lassen wir hier außer acht.

Die Methode der konformen Abbildung beruht auf dem Satz, daß jede analytische Funktion $w = v + ju$ von $z = x + jy$ ($j = +\sqrt{-1}$ und u, v, x, y reelle Größen) der Differentialgleichung des Potentials:

$$\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} = 0 \tag{61,1}$$

sowohl was ihren reellen Teil v wie ihren imaginären Teil u betrifft, genügt. Die Linien $u = \text{const}$ stehen überall auf den Linien $v = \text{const.}$ senkrecht. Man kann die eine Linienschar als Äquipotentiallinien betrachten, wobei dann die andere Linienschar die Feldlinien (Richtung der Feldstärke in jedem Punkt) darstellt. Es ist nun unsere Aufgabe, die Funktion w so zu bestimmen, daß einige der Äquipotentiallinien mit den Leiteroberflächen zusammenfallen, während der Wert des Potentials auf diesen Leitoberflächen mit dem vorgeschriebenen Wert zusammenfallen muß. Der Name „konforme Abbildung" stammt daher, daß durch die Funktion w die komplexe z-Ebene auf die komplexe w-Ebene abgebildet wird, wobei diese Abbildung in den kleinsten Teilen ähnlich oder „konform" ist.

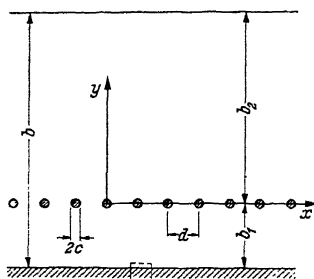



Abb. 146. Abmessungen und Koordinaten einer ebenen Triode. Anwendung der konformen Abbildung.

Als Beispiel zu diesen Überlegungen betrachten wir das elektrostatische Feld einer ebenen Triode (Abb. 146), wobei die Gitterdrähte sehr dünn sind in bezug auf alle übrigen Abmessungen. Die Lage des eingeführten Koordinatensystems und die übrigen Bezeichnungen gehen aus Abb. 146 hervor. Wir fordern: Das Kathodenpotential sei Null, jenes der Anode gleich P_a und das Potential im Zentrum der (unendlich dünnen) Gitterstäbe sei logarithmisch unendlich. Die Funktion:

$$w = 2\, e_1 \ln \left\{ \frac{\vartheta_1 (z/d + j\, 2\, b_1/d)}{\vartheta_1 (z/d)} \right\} - jEz + E b_1, \tag{61,2}$$

wobei ϑ_1 die erste Thetafunktion mit den Perioden $2\,\omega_1 = d$, $2\,\omega_2 = j\,2\,b$ und dem Modul $q = \exp\,(j\,\pi\omega_2/\omega_1) = \exp\,(-\pi\,2\,b/d)$, ln den natürlichen Logarithmus, e_1 und E Konstante darstellen, erfüllt, wie wir zeigen, alle gestellten Forderungen bei unserer Aufgabe. Sie genügt, wie jede komplexe analytische Funktion, der Gl. (61,1). Der reelle Teil von w [aus Gl. (61,2)] ist:

$$v = E\,(y + b_1) + 2\, e_1 \ln \left| \frac{\vartheta_1 (z/d + j\, 2\, b_1/d)}{\vartheta_1 (z/d)} \right| \tag{61,3}$$

Auf der Kathode ist $y = -b_1$ und $z/d = x/d - j b_1/d$. Nun ist aber

$|\vartheta_1 (x/d + j b_1/d)| = |\vartheta_1 (x/d - j b_1/d)|$, wie aus den Reihen für diese Thetafunktion unmittelbar folgt. Folglich gilt auf der Kathode $v = 0$, womit wir der zweiten Bedingung genügen. Auf der Anode: $y = b_2$, $z/d = x/d + j b_2/d$ ergibt sich:

$$v\,(y = b_2) = P_a = E\,b \quad 4\,\pi e_1 \frac{b_1}{d}\,, \tag{61,4}$$

also ebenfalls eine Konstante, wie der dritten Bedingung der Aufgabe entspricht. Schließlich muß v in den Punkten $y = 0$, $x = \pm\, m d$, mit $m = 0, 1, 2, 3, \cdots$ logarithmisch unendlich groß werden. Die Funktion $\vartheta_1(z/d)$ hat in diesen Punkten einfache Nullstellen, so daß auch dieser Bedingung genügt wird.

Bei der zweiten Methode zur Lösung von Potentialproblemen wird im zweidimensionalen Fall das ganze Feld in Quadrate eingeteilt. Die Ecken der Quadrate sind in Abb. 147 durch kleine Kreise angedeutet worden. Die Potentialgleichung besagt nun, auf dieses Maschenfeld bezogen, daß der Wert des Potentials A das arithmetische Mittel der Potentialwerte in den vier benachbarten Punkten ist: $4\,A = (A_1 + A_2 + A_3 + A_4)$. Dieser Satz kann auch auf dreidimensionale Potentialprobleme ausgedehnt werden. Bei einem kubischen dreidimensionalen Maschennetz ist jeder Eckpunkt von sechs Nachbareckpunkten umgeben und das Potential in einem solchen Eckpunkt ist wieder der arithmetische Mittelwert der Potentiale in den sechs Nachbarpunkten. Wir beschränken uns aber bei diesem Verfahren auf zweidimensionale Probleme, da es in erster Linie für diese praktischen Wert besitzt. Wir müssen in diesen Mittelwertsbildungen makroskopische Bilder der infinitesimalen Gl. (61,1) erblicken. Das Maschennetz kommt daher den exakten Verhältnissen um so näher, je feiner es ist.

A_4

A_1 A A_2

A_3

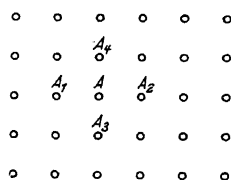



Abb. 147. Maschennetz zur numerischen Potentialberechnung.

Für praktische Aufgaben läßt man eine Reihe von Maschenpunkten möglichst mit den Elektrodenoberflächen zusammenfallen. Die Potentiale dieser Punkte liegen also von vornherein fest. Man geht nun so vor, daß jedem Maschenpunkt ein Potentialwert zugeteilt wird, der nach roher Schätzung mit dem wirklichen Potential übereinstimmen könnte. Dies nennen wir die erste Näherung. Hierauf berechnet man nach dem obengenannten Mittelwertsatz einen neuen Potentialwert für jeden Maschenpunkt, indem man der Berechnung die Potentialwerte der ersten Näherung zugrunde legt. So entsteht die zweite Näherung. Das Verfahren wird nun fortgesetzt, bis die $(n + 1)$-te Näherung nur noch sehr wenig von der n-ten Näherung abweicht. Die so erhaltenen Potentialwerte stimmen um so genauer mit der exakten Lösung des elektrostatischen Problems überein, je enger die Maschenweite gewählt worden ist. Das Verfahren verläuft ganz mechanisch und

kann durch ungeschulte Hilfskräfte ausgeführt werden. Etwaige Rechenfehler werden in den folgenden Näherungen automatisch korrigiert. Es ist auch nicht etwa notwendig, die erste Näherung richtig abzuschätzen. Irgendwelche vernünftige Potentialwerte als erste Näherung führen doch schließlich zu der richtigen Lösung. Nur wird unter Umständen durch eine günstige Wahl der ersten Näherung die Zahl der Schritte des Ver-

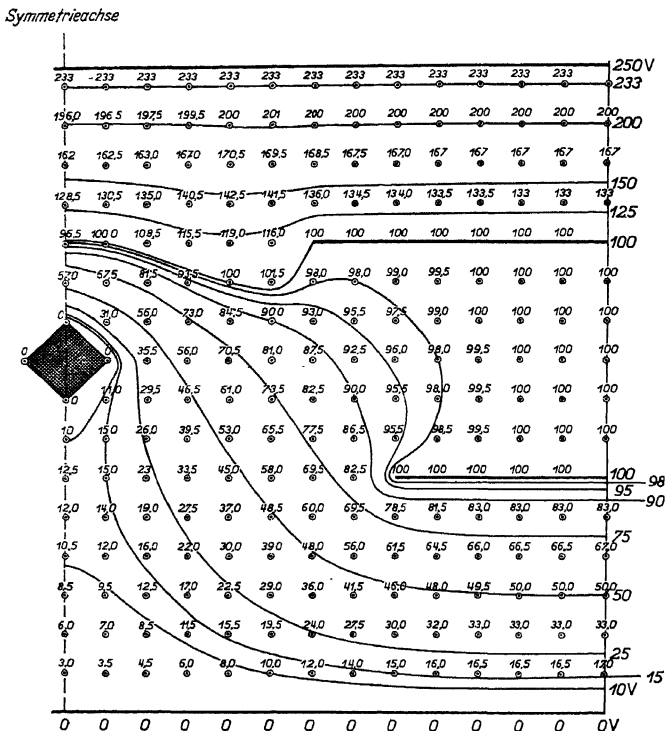



Abb. 148. Beispiel zur numerischen Potentialberechnung. Zahlen sind Potentiale in Volt. Elektrodenpotentiale sind vorgegeben. Zahlen bei den Maschenpunkten stellen Werte der 8ten Näherung (8malige Anwendung des Mittelungsverfahrens) dar. Die Werte der 7ten Näherung waren für die achte Zeile von oben: 36; 57; 72; 81,5; 88; 93; 96,5; 98; 99,5; 100; 100; 100.

fahrens verringert. Die in Abb. 141 gezeichneten Äquipotentialkurven stammen von Potentialwerten, die nach dem beschriebenen Verfahren in sieben Schritten erhalten worden sind. Vielfach sind bei einer Potentialaufgabe Symmetrielinien vorhanden. Die Potentialwerte von Maschenpunkten auf solchen Linien können nach dem erwähnten Mittelwertsatz erhalten werden, wenn man das Maschennetz auch jenseits dieser Linie mit symmetrischen Potentialwerten fortgesetzt denkt. Als

zweites Beispiel zur Anwendung dieses Verfahrens betrachte man Abb. 148, wobei die Potentialwerte eingezeichnet sind, die nach acht Schritten gewonnen wurden. Der Zeitaufwand ist verhältnismäßig gering. Man kann auch in einem Teil des Potentialfeldes, wo man die Potentialwerte genauer zu kennen wünscht, engere Maschen anwenden als im übrigen Teil.

Zur Erläuterung des dritten Verfahrens zur Lösung elektrostatischer Aufgaben betrachten wir eine leitende Fläche, wobei ein Element der Oberfläche die Ladungsdichte q habe. Der Abstand dieses Flächenelementes von einem Punkt, in dem das Potential P herrscht, sei d. Dann gilt im Raum die Gleichung:

$$(9 \cdot 10^{11}\, 4\,\pi)^{-1}\, P = \iint \frac{q}{d}\, df\,, \tag{61,5}$$

wobei df ein Element der betrachteten Leiteroberfläche darstellt und das Integral über diese ganze Oberfläche zu erstrecken ist. Es sind: P in Volt, q in Coulomb/cm² und alle Längen in cm ausgedrückt. Bei einem zweidimensionalen Problem ist in der Gl. (61,5) über eine Richtung von $-\infty$ bis ∞ integriert worden. Es sei l die Ladungsdichte (Coulomb/cm²) an einer Stelle einer Leiterbegrenzung und diese Stelle habe den Abstand d (cm) vom Punkt mit dem Potential P. Dann ist:

$$(9 \cdot 10^{11}\, 4\,\pi)^{-1}\, P = \int l \ln\left(\frac{d}{d_0}\right) d\xi\,, \tag{61,6}$$

wobei $d\xi$ das betrachtete Element der Leiterbegrenzung (cm), ln den natürlichen Logarithmus und d_0 eine Konstante mit der Dimension einer Länge darstellen.

Die Gl. (61,5) und (61,6) nennt man Integralgleichungen erster Art für q bzw. l. Man setzt als Lösung für q im Raumproblem und für l im zweidimensionalen Problem eine Reihe mit unbekannten Koeffizienten an, geht mit diesem Ausdruck in die Gl. (61,5) bzw. (61,6) ein und erhält daraus Bestimmungsgleichungen für die Koeffizienten. In dieser Weise kann entsprechend der verwendeten Rechenarbeit eine weniger oder besser mit der exakten Lösung zusammenfallende Näherung erhalten werden.

Als Beispiel zur Anwendung dieses Verfahrens berechnen wir die Ladungsverteilung auf zwei Reihen paralleler Stäbe, die je in einer Ebene angeordnet sind. Die Ebenen mit den Stabreihen sollen sich ins Unendliche erstrecken. In Abb. 149 ist ein Querschnitt der Stabreihen mit einer Ebene senkrecht zu den Stabachsen gezeichnet. Es sind zwei sich gegenüberliegende Stäbe der beiden Reihen und außerdem noch ein willkürlicher Stab der einen Reihe gezeichnet worden. Wir nehmen an, daß die mittleren Ladungen der zu verschiedenen Reihen gehörigen Stäbe

im Betrag gleich und von entgegengesetztem Vorzeichen sind. Die Ladungsverteilungen auf den Stäben sind symmetrisch und können durch

$$l = A_0 + A_1 \cos\varphi + A_2 \cos 2\varphi + A_3 \cos 3\varphi + \cdots \tag{61,7}$$

dargestellt werden (vgl. Abb. 149). Es gelingt, den Ausdruck $\ln d$ ebenfalls in eine Fouriersche Reihe zu entwickeln, wobei der Punkt mit dem Potential P auf einem der Stäbe gewählt wird und der Punkt mit der Ladungsdichte l entweder auf einem Stab derselben Reihe oder auf einem Stab der anderen Reihe gelegen ist. Wir schreiben unter Benutzung der Bezeichnungen von Abb. 149 für letzteren Fall den Ausdruck $\ln d$ an:

Abb. 149. Querschnitt durch zwei parallele Reihen runder Stäbe (ein Stab der oberen Reihe und zwei Stäbe der unteren Reihe) mit Winkel- und Längenbezeichnungen.

$$\left.\begin{aligned} \ln d = \ln R_i &- \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n}{n}\left(\frac{a}{R_i}\right)^n \cos n\gamma_i \cos n\varphi - \\ &- \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{k}\left(\frac{a}{R_i}\right)^k \cos k\psi \left\{\cos k\gamma_i + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(k+n-1)!}{(k-1)!\,n!}\right. \\ &\left.\cdot \left(\frac{a}{R_i}\right)^n (-1)^n \cos(k+n)\gamma_i \cos n\varphi\right\}. \end{aligned}\right\} \tag{61,8}$$

Im Ausdruck Gl. (61,8) sind Glieder, die den Sinus von $n\varphi$ oder von $n\psi$ enthalten, fortgelassen, da sie zu der späteren Rechnung keinen Beitrag liefern. Ein zu Gl. (61,8) analoger Ausdruck gilt für Zylinder der gleichen Reihe. Einsetzen von Gl. (61,7) und (61,8) in Gl. (61,6), wobei als Bedingung gilt, daß P auf jedem Stab ein konstantes, von φ unabhängiges Potential darstellt, ergibt folgende Gleichungen für die Konstanten A_0, A_1, A_2 usw.:

$$\left.\begin{aligned} &A_0 2x\alpha_{01} - A_1(1 + x^2\alpha_{11}) + A_2 x^3\alpha_{21} - A_3 x^4\alpha_{31} + A_4 x^5\alpha_{41} + \cdots = 0; \\ &A_0 x^2\alpha_{02} - A_1 x^3\alpha_{12} + A_2\left(\frac{1}{2} + \frac{3}{2}x^4\alpha_{22}\right) - A_3 2x^5\alpha_{32} + A_4 \frac{5}{2}x^6\alpha_{42} + \\ &\qquad + \cdots = 0; \\ &A_0 \frac{3}{2}x^3\alpha_{03} - A_1 x^4\alpha_{13} + A_2 2x^5\alpha_{23} - A_3\left(\frac{1}{3} + \frac{10}{3}x^6\alpha_{33}\right) + \\ &\qquad + A_4 5x^7\alpha_{43} + \cdots = 0; \\ &A_0 \frac{x^4}{2}\alpha_{04} - A_1 x^5\alpha_{14} + A_2 \frac{5}{2}x^6\alpha_{24} - A_3 5x^7\alpha_{34} + \cdots = 0; \\ &\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \end{aligned}\right\} \tag{61,9}$$

Aus den Gl. (61,9) können die Verhältnisse A_1/A_0 usw. als Funktion von $x = a/c$ berechnet werden (c ist der Abstand der Zentren zweier Nachbarstäbe der gleichen Reihe):

$$
\begin{aligned}
\frac{A_1}{A_0} &= 2x\alpha_{01} - 2x^3\alpha_{01}\alpha_{11} + x^5(2\alpha_{01}\alpha_{11}^2 - 2\alpha_{02}\alpha_{21}) + \\
&\quad + x^7(4\alpha_{01}\alpha_{12}\alpha_{21} - 2\alpha_{03}\alpha_{31} - 2\alpha_{01}\alpha^3_{11} + 2\alpha_{02}\alpha_{21}\alpha_{11}) + \cdots; \\
\frac{A_2}{A_0} &= -2x^2\alpha_{02} + 4x^4\alpha_{12}\alpha_{01} + x^6(6\alpha_{02}\alpha_{22} - 4\alpha_{12}\alpha_{01}\alpha_{11}) + \cdots \qquad (61,10) \\
-\frac{A_3}{A_0} &= 2x^3\alpha_{03} - 6x^5\alpha_{13}\alpha_{01} + \cdots; \\
\frac{A_4}{A_0} & \qquad x_{04}
\end{aligned}
$$

Die Koeffizienten α folgen aus der Integration (61,6). Daraus ergibt sich, daß das Schema:

$$
\begin{array}{ccccc}
\alpha_{01} & \alpha_{11} & \alpha_{21} & \alpha_{31} & \alpha_{41} \\
\alpha_{02} & \alpha_{12} & \alpha_{22} & \alpha_{32} & \alpha_{42} \\
\alpha_{03} & \alpha_{13} & \alpha_{23} & \alpha_{33} & \alpha_{43} \\
\alpha_{04} & \alpha_{14} & \alpha_{24} & \alpha_{34} & \alpha_{44}
\end{array}
$$

identisch ist mit:

$$
\begin{array}{ccccc}
\delta_1 & \beta_2 + \delta_2 & \delta_3 & \beta_4 + \delta_4 & \delta_5 \\
\beta_2 - \delta_2 & -\delta_3 & \beta_4 - \delta_4 & -\delta_5 & \beta_6 - \delta_6 \\
\delta_3 & \beta_4 + \delta_4 & \delta_5 & \beta_6 + \delta_6 & \delta_7 \\
\beta_4 - \delta_4 & -\delta_5 & \beta_6 - \delta_6 & -\delta_7 & \beta_8 - \delta_8
\end{array}
$$

wobei gilt:

$$\beta_{2n} = (-1)^n B_n \frac{(2\pi)^{2n}}{(2n)!}$$

und B_n die Bernoullischen Zahlen ($B_1 = 1/6$, $B_2 = 1/30, \ldots$), sowie:

$$\delta_1 = \pi\left(\mathfrak{Cotg}\,\pi\frac{b}{c} - 1\right);$$

$$\delta_2 = \pi^2\left(\mathfrak{Cotg}^2\,\pi\frac{b}{c} - 1\right);$$

Für $c/b \to 0$ (unendlicher Abstand der zwei Stabreihen) verschwinden alle δ, wie sofort einleuchtet. In diesem Fall ist $A_1 = A_3 = A_5 = \cdots = 0$.

Schrifttum: *67, 70, 90, 99, 127, 227, 235, 272, 273.*

§ 62. Ergebnisse bezüglich statischer Kapazitäten. Wir betrachten zunächst die Anordnung von Abb. 146 (ebene Triode) und berechnen die Ladungsverteilung auf der Kathode, wobei $l(x)$ die Ladungsdichte in Coulomb/cm² an der Stelle x bezeichnet (vgl. Abb. 146). Hierzu ver-

wenden wir den Gaußschen Satz nach Gl. (55,2) und wenden diesen Satz auf die in Abb. 146 gezeichnete Kontur K an:

$$9 \cdot 10^{11} \cdot 4\pi \cdot l(x) = F_n ,$$

wobei F_n die normal zur Kathode gerichtete elektrische Feldstärke an der Stelle x in Vcm^{-1} ist. Diese Feldstärke entsteht aus Gl. (61,3) durch Differenzieren nach y, worauf $z = x - j b_1$ gesetzt wird. Man erhält:

$$(62,1)\quad \left\{ \begin{aligned} -9 \cdot 10^{11} \cdot 4\pi \cdot l(x) &= E + \frac{4\pi e_1}{d} \frac{\mathfrak{Sin}\,(2\pi b_1/d)}{\mathfrak{Cof}\,(2\pi b_1/d) - \cos\,(2\pi x/d)} - \\ &- \frac{16\pi e_1}{d} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{q^{2m}}{1-q^{2m}} \cos\left(\frac{2m\pi x}{d}\right) \mathfrak{Sin}\left(\frac{2m\pi b_1}{d}\right). \end{aligned} \right.$$

Wie zu erwarten, ist diese Ladungsdichte l eine periodische Funktion von x mit der Periode d. Bis hier ist die Lösung exakt richtig. Die mittlere Ladungsdichte l_1 auf der Kathode kann aus Gl. (62,1) leicht berechnet werden (wir setzen den Mittelwert des zweiten Summanden rechts in Gl. (62,1) angenähert gleich $4\pi e_1/d$):

$$(62,2)\qquad -l_1 = -\frac{1}{d}\int_0^d l(x) \cdot dx = (4\pi \cdot 9 \cdot 10^{11})^{-1}\left(E + \frac{4\pi e_1}{d}\right).$$

Aus Gl. (61,3) kann man auch das Potential des Steuergitters, wenn eine endliche, aber kleine Drahtdicke $2c$ angenommen wird, berechnen:

$$(62,3)\qquad P_g = E b_1 + \frac{4\pi e_1 b_1}{d} - 2 e_1 \ln\left(\frac{2\pi c}{d}\right).$$

Mit Hilfe der Gl. (62,2), (62,3) und (61,4) kann die mittlere Ladungsdichte auf der Kathode in P_g und P_a ausgedrückt werden:

$$(62,4)\qquad -4\pi \cdot 9 \cdot 10^{11} \cdot l_1 = \left[b_2 P_g - \frac{d}{2\pi} \ln\left(\frac{2\pi c}{d}\right) \cdot P_a\right] \cdot \left[-\frac{bd}{2\pi} \ln\left(\frac{2\pi c}{d}\right) + b_1 b_2\right]^{-1}.$$

Die Größe μ (Verstärkungszahl der Triode, vgl. § 59) erhält man als Quotienten des Koeffizienten von P_g und des Koeffizienten von P_a:

$$(62,5)\qquad \mu = \frac{-b_2}{\frac{d}{2\pi} \ln\left(\frac{2\pi c}{d}\right)}.$$

Dieser Ausdruck ist noch brauchbar für $c/d \leq 0{,}1$ und für $b_1 \geq d$, sowie $b_2 \geq d$. Wenn O die Kathodenoberfläche in cm^2 ist, C_{kg} die Kapazität zwischen Kathode und Steuergitter in Farad und C_{ka} die Kapazität zwischen Kathode und Anode in Farad (vgl. Abb. 146), so ergibt sich aus Gl. (62,4):

$$(62,6)\qquad -O l_1 = C_{kg} P_g + C_{ka} P_a = \frac{O}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^{11}} \frac{b_2 P_g - \frac{d}{2\pi} \ln\left(\frac{2\pi c}{d}\right) \cdot P_a}{-\frac{bd}{2\pi} \ln\left(\frac{2\pi c}{d}\right) + b_1 b_2}.$$

Die Größe μ ist nach dem in § 59 angegebenen Näherungsverfahren gleich C_{kg}/C_{ka} zu setzen.

Analoge Formeln sind für zylindrische Trioden abgeleitet worden:

A. Zylindrische Triode (vgl. Abb. 150) mit Gitterstäben parallel zur Zylinderachse:

$$-LQ_k = C_{kg} P_g + C_{ka} P_a =$$

$$(62,7) \qquad = \frac{L}{2\cdot 9\cdot 10^{11}} \frac{P_g \ln(R/a) + \gamma P_a}{\gamma \ln(R/K) + \ln(a/K)\cdot \ln(R/a)}.$$

Hierbei ist Q_k die Kathodenladung pro Längeneinheit (cm) in der Achsenrichtung, L die Länge der Triode in der Achsenrichtung, C_{kg} und C_{ka} sind die gleichen Kapazitäten wie bei der ebenen Triode, P_g ist das Gitterpotential, P_a das Anodenpotential und $n\gamma = \ln(a/nc)$, wobei n die Anzahl der Gitterstäbe bezeichnet. Die übrigen Buchstaben sind der Abb. 150 zu entnehmen.

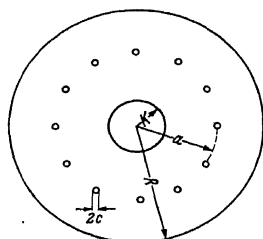



Abb. 150. Querschnitt in einer Ebene senkrecht zur Achse durch eine zylindrische Triode, deren Gitter aus runden Stäben parallel zur Kathode besteht.

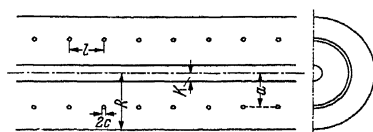



Abb. 151. Querschnitt in einer Ebene durch die Achse durch eine zylindrische Triode, deren Gitter aus Kreisringen in Ebenen senkrecht zur Achse besteht.

B. Zylindrische Triode mit Gitter, bestehend aus parallelen Kreisringen (Abb. 151):

$$(62,8) \qquad -LQ_k = C_{kg} P_g + C_{ka} P_a = \frac{L}{2\cdot 9\cdot 10^{11}} \frac{P_g \ln(R/a) + \gamma^1 P_a}{\gamma^1 \ln(R/K) + \ln(a/K)\cdot \ln(R/a)}.$$

Hierbei sind L, Q_k, C_{kg}, C_{ka}, P_g, P_a dieselben Größen wie in Gl. (62,7). Weiterhin gilt: $\gamma^1 = (l/2\,\pi a)\cdot \ln(l/2\,\pi c)$. Die Gl. (62,8) wird mit der Gl. (62,7) identisch, wenn man setzt: n [aus Gl. (62,7)] $= 2\,\pi a/l$ [aus Gl. (62,8)], da dann $\gamma^1 = \gamma$ wird. In diesem Fall ist der Stababstand in der Parallelstabtriode ungefähr gleich dem Ringabstand in der Ringtriode. Die Ringtriode kann als Ersatz einer Triode mit Spiralgitter betrachtet werden, wenn man die Ganghöhe der Gitterspirale gleich dem Ringabstand wählt. Es ist eine genauere Formel für den Fall eines Spiralgitters aufgestellt worden (vgl. Schrifttum Nr. 78). Bemerkt sei, daß in den Gl. (62,6), (62,7) und (62,8) stets der Gitterdrahtradius c klein gegenüber den Abständen der Gitterdrähte voneinander sowie von der Kathode und von der Anode vorausgesetzt ist. Letztere beiden Abstände sollen größer als die Abstände der Gitterdrähte voneinander sein.

Diese Voraussetzungen sind in praktischen Fällen nicht immer erfüllt. Als Beispiel erwähnen wir folgende Abmessungen einer ausgeführten

Röhre: Abstand Kathode—Steuergitter 0,3 mm, Drahtdicke—Steuergitter 0,06 mm, Ganghöhe 0,33 mm, Abstand Steuergitter—Anode 1,0 mm. Wenn wir uns auf den „ebenen Fall" beziehen (Abb. 146), ist somit $2\,c/d$ etwa 0,18, b_1/d etwa 0,9 und b_2/d etwa 3.

Eine Erweiterung der Näherungsformel für die Verstärkungszahl μ:

$$\mu \approx \frac{C_{kg}}{C_{ka}}$$

mit den angeschriebenen Werten für C_{kg} und C_{ka} kann in dreierlei Hinsicht stattfinden. In erster Linie ist bei dieser Formel vorausgesetzt (vgl. Ende des § 59), daß die Kapazität C_{ks} zwischen der Kathode und der Steuerfläche, welche das Steuergitter ersetzt und auf der das Potential P_s in bezug auf die Kathode (Potential Null) herrscht, gleich der Kapazität C_{kg} zwischen Kathode und Steuergitter ist. Diese Bedingung ist nur erfüllt, wenn der Kathoden—Steuergitterabstand groß gegenüber der Gitterganghöhe ist. Wenn sie nicht erfüllt ist, muß das Steuerpotential P_s durch:

$$P_s = \frac{C_{kg}}{C_{ks}} \; P_g + \frac{C_{ak}}{C_{kg}} \, P_a \tag{62,9}$$

ausgedrückt werden. Es handelt sich also zunächst um die Bestimmung des Faktors C_{kg}/C_{ks}. Wenn wir an der Bedingung: Gitterdrahtdurchmesser klein gegenüber der Ganghöhe festhalten, kann dieser Korrektionsfaktor unmittelbar aus den Gl. (62,6), (62,7) und (62,8) berechnet werden. Legen wir z. B. im ebenen Fall der Gl. (62,6) die Steuerfläche durch die Zentren der Gitterdrähte, so ist:

$$C_{ks} = \frac{O}{4\pi\cdot 9\cdot 10^{11}\cdot b_1} \tag{62,10}$$

und

$$C_{kg} = \frac{O}{4\pi\cdot 9\cdot 10^{11}} \; \frac{b_2}{b_1 b_2 - \frac{b\,d}{2\pi}\ln(2\pi c/d)} \tag{62,11}$$

Analoge Formeln können im Anschluß an Gl. (62,7) und (62,8) erhalten werden.

In zweiter Linie kann ein größeres Verhältnis des Gitterdrahthalbmessers zu den übrigen Abmessungen berücksichtigt werden. Hierzu können wir das in § 61 an letzter Stelle behandelte Verfahren anwenden. Durch Berechnung des Potentiales eines Stabes (Abb. 149) nach Gl. (61,6) aus den angegebenen Ausdrücken für die Ladungsverteilung auf den Staboberflächen erhält man die Kapazität der Stabreihen zueinander, wenn man berücksichtigt, daß das Potential eines Stabes der zweiten Reihe im Betrage gleich und im Vorzeichen entgegengesetzt ist. Man kann nun diese Kapazität der Stabreihen mit der Kapazität zweier leitenden Ebenen durch die Stabzentren vergleichen. Das Ergebnis ist in

Abb. 152 gezeichnet. Die Symmetrieebene der Anordnung (Abb. 149) (in der Mitte zwischen den beiden Ebenen durch die Stabzentren) hat das Potential Null. Wir können sie durch eine leitende Ebene ersetzen. Die Kapazität zwischen dieser Ebene und einer Stabreihe ist genau das Doppelte der Kapazität zwischen den Stabreihen und kann somit der Abb. 152 entnommen werden. Hiermit sind im ebenen Fall auch genauere Werte für C_{kg} gegeben, für den Fall, daß der Stabhalbmesser (in Abb. 149 und 152 mit a bezeichnet) nicht mehr klein ist gegenüber dem Abstand zweier Nachbarstäbe (in Abb. 149 und 152 mit c bezeichnet) und dem Abstand Kathode—Steuergitterebene (in Abb. 149 und 152 ist dies $b/2$). Es zeigt sich, daß die aus den Gl. (62,10) und (62,11) berechneten Werte des Faktors F aus Abb. 152 [man muß bei diesem Vergleich in Gl. (62,11) den Wert b_2 hierzu sehr groß voraussetzen in bezug auf b_1 und d] nur für b/c (aus Abb. 152) größer als etwa 2 mit den Werten der Abb. 152 ungefähr übereinstimmen. Hieraus erhält man Anhaltspunkte für den Gültigkeitsbereich der Kapazitäten, die aus den Gl. (62,6), (62,7) und (62,8) erhalten werden. Der Quotient $\mu = C_{ka}/C_{kg}$ hat einen etwas größeren Gültigkeitsbereich als die Kapazitäten selber. Das letzte Verfahren des § 61 kann auch dazu angewandt werden, die Kapazität C_{ka} einer Anordnung nach Abb. 146 zu bestimmen, wenn der Drahthalbmesser beträchtlich ist in bezug auf die übrigen Abmessungen. Hierzu setzen wir voraus, daß der Abstand Kathode—Gitterebene groß ist in bezug auf die übrigen Abmessungen. Bei der in Abb. 146 behandelten Anordnung soll die Anodenebene mit der Symmetrieebene in der Mitte zwischen den Ebenen durch die Stabzentren zusammenfallen. In dieser Symmetrieebene ist das Potential nach unserer Berechnung gleich Null, während das Potential in der Ebene einer Stabreihe (Gitterebene) gleich P ist und in einer parallelen Ebene in großem Abstand (Kathodenebene) gleich P_1. Wenn letztere Ebene weit von den Stabreihen entfernt ist, erhält sie die Ladung Null (die Wirkungen der im Betrag gleichen Ladungen entgegengesetzten Vorzeichens der Stabreihen heben sich auf). Wir addieren zu allen Potentialen den Wert $-P_1$. Es wird also

Abb. 152. Ordinate: Verhältnis der Kapazität zweier Reihen paralleler runder Stäbe, je in einer Ebene (Querschnitt vgl. Abb. 149) zur Kapazität der Ebenen durch die Stabzentren. Maßstab: 1 Teilstrich = 0,2, Ordinate fängt an bei $f = 0$. Abszisse: Verhältnis des Abstandes b der Ebenen zum Abstand c der Zentren zweier benachbarter Stabe (vgl. Abb. 149). Parameter zu den Kurven: Verhältnis des Stabhalbmessers a zum Abstand c der Zentren zweier Nachbarstabe.

$P_g = P - P_1$ (Gitterpotential) und $P_a = - P_1$. Hierauf wenden wir die Gleichungen vom Eingang des § 61 für die Kathodenladung (die Null ist) an und finden:

$$0 = C_{kg} (P - P_1) + C_{ka} (- P_1),$$

also

$$\mu = \frac{C_{kg}}{C_{ka}} = \frac{P_1}{P - P_1}.$$

Es kommt also auf die Bestimmung des Potentials P_1 in großem Abstand von den Stabreihen an, die unmittelbar aus den Gl. (61,10) erfolgen kann. Das Ergebnis ist in Abb. 153 dargestellt. Wenn der Abstand Kathode—Gitterebene bei einem vorliegenden Fall nicht groß ist im Vergleich zu den übrigen Abmessungen, kann die in Gl. (62,9) angegebene Korrektion des Steuerpotentials unter Benutzung von Abb. 152 angewandt werden.

Abb. 153. Vertikal: Verstärkungszahl μ einer Anordnung, bestehend aus einer ebenen Anode mit einer Reihe paralleler runder Stäbe (Gitter) und einer sehr weit entfernten Kathode Abmessungen links oben. Hieraus ergeben sich die übrigen Buchstaben der Abb.

In dritter Linie kann der Tatsache Rechnung getragen werden, daß für die Vorgänge in einer Elektronenröhre nicht die mittlere Ladung auf der Kathode maßgebend ist, sondern die Ladungsverteilung (Inselbildung). Nach dem im § 60 dargestellten Verfahren kann man diese Inselbildung näherungsweise durch Berücksichtigung der Potentialverteilung in der Gitterebene erfassen. Ein Beispiel hierzu kann aus der strengen Lösung Gl. (61,3) der Potentialaufgabe in Abb. 146 entnommen werden. Die einzige Beschränkung lautet hierbei: Drahthalbmesser klein in bezug auf die übrigen Abmessungen. Das Potential der Drähte ist in Gl. (62,3) angegeben. In der Mitte zwischen zwei Drähten und in der Ebene durch ihre Zentren ist das Potential:

$$P_m = E b_1 + 2 e_1 \ln \left| \frac{\vartheta_1 (0{,}5 + j\, 2\, b_1/d)}{\vartheta_1 (0{,}5)} \right|. \tag{62,12}$$

Dieser Wert kann mit Hilfe von Reihen und Tabellen der benutzten Thetafunktionen $[\vartheta_1 (0{,}5) = \vartheta_2 (0)]$ berechnet werden. Darauf sind die

in § 60 mit a und b bezeichneten Größen bekannt und können die Gl. (60,3) und (60,5) zur Berechnung der Röhrenkennlinien angewandt werden.

Schrifttum: *78, 95, 127, 145, 214, 215, 253, 254, 308.*

§ 63. Die Schirmgitter-Anodenstrecke (V-Strecke) einer Tetrode. Wir betrachten eine Tetrode und lassen zunächst nur eine solch kleine Stromdichte fließen, daß keine Raumladungseffekte auftreten. Das Steuergitter dient dazu, den Elektronenstrom der Kathode zu begrenzen. Weiter vernachlässigen wir die Sekundäremission von Elektronen der Anode und des Schirmgitters. Die primär senkrecht auf die Schirmgitterfläche zufliegenden Elektronen werden durch das Potentialfeld in der Schirmgitterfläche, das durch die Schirmgitterdrähte inhomogen ist, aus dieser ursprünglichen Flugrichtung abgelenkt. Als einfachste Anordnung betrachten wir ein Schirmgitter, bestehend aus parallelen runden Stäben, die in einer Ebene angeordnet sind. Das Potentialfeld eines solchen Gitters (Abb. 146) das zwischen einer ebenen Kathodenfläche und einer ebenen Anodenfläche angeordnet ist, haben wir in § 61 berechnet. Auf Grund des Verlaufs der Äquipotentiallinien und elektrischen Kraftlinien kann man einsehen, daß die Elektronen je nach dem Verhältnis der Gitterspannung zur Anodenspannung, wie in Abb. 154 skizziert, abgelenkt werden. Für den Fall eines positiven Schirmgitters, wobei das Schirmgitterpotential von gleicher Größenordnung oder höher als das Anodenpotential ist, kommt der Fall I von Abb. 154 in Frage. Dieser Fall ist in Abb. 155 nochmals schematisch gezeichnet worden, wobei angenommen ist, daß die Elektronenbahnen vor und nach Durchgang durch die Gitterebene zunächst geradlinig verlaufen. Für den Ablenkungswinkel α (vgl. Abb. 155) kann eine einfache Näherungsformel abgeleitet werden:

Abb. 154. Ausschnitt aus der Kathoden- und der Gitterebene der Abb. 146. Bild I, II und III unterscheiden sich im Verhältnis P_a/P_g wobei P_a das Anodenpotential und P_g das Gitterpotential in bezug auf die Kathode darstellen. Es sei, wie in Abb. 146, mit b_1 der Abstand Kathode—Gitterebene und mit b_2 der Abstand Gitterebene—Anode bezeichnet. Dann gibt Bild I schematisch den Verlauf der Elektronenbahnen, wenn $P_a/P_g < (b_1 + b_2)/b_1$ ist. Bild II gilt für $P_a/P_g = (b_1 + b_2)/b_1$ und Bild III für $P_a/P_g > (b_1 + b_2)/b_1$. Es ist keine Raumladung berücksichtigt worden.

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{x}{D},$$

wobei D von den geometrischen Dimensionen abhängt und angenähert durch die Formel:

$$D = \frac{4\, b_1 b_2}{b_1 + b_2}$$

gegeben ist, in der, wie in Abb. 146, b_2 den Abstand Anode—Gitterebene und b_1 den Abstand Gitterebene—Kathode bezeichnet. Die Geschwindigkeitskomponente der abgelenkten Elektronen in einer Richtung senkrecht zur Gitterebene beträgt $v_1 = v \cos \alpha$, wobei v die dem Schirmgitterpotential P_1 entsprechende Geschwindigkeit $v = 5{,}93 \cdot 10^7 (P_1)^{1/2}$ bedeutet. Die abgelenkten Elektronen beschreiben auf der Schirmgitter—Anodenstrecke Parabelbahnen (wir sehen von jeglicher Raumladung ab). Ob sie auf die Anode treffen, hängt vom Ort des Scheitels einer solchen Parabelbahn ab. Dieser Scheitel liegt beim Potential $P_1 \sin^2 \alpha$. Wenn $P_1 \sin^2 \alpha$ kleiner als P_2 (Anodenpotential) ist, so treffen die Elektronen auf die Anode. Wir nehmen an, daß vom primären Strom I vor dem Schirmgitter der Teil F vom Schirmgitter direkt eingefangen wird. Dann ist der Strom I_x, der zwischen $x = 0$ und der Stelle x durch die Schirmgitteröffnung hindurchgeht:

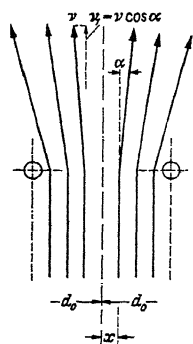



Abb. 155. Ablenkung der Elektronen aus ihrer ursprünglichen Bahnrichtung im Fall I der Abb. 154. Ablenkungswinkel α. Ursprüngliche Geschwindigkeit senkrecht zur Gitterebene ist v. Nach der Ablenkung ist die Geschwindigkeit senkrecht zur Gitterebene $v_1 = v \cos \alpha$.

$$I_x = (1 - F)\, I \frac{x}{d_0}\,.$$

Hierbei ist angenommen, daß der Durchmesser der Schirmgitterdrähte klein gegenüber d_0 (Abb. 155) ist, damit in den Gitteröffnungen eine homogene Stromdichte herrscht. Der Faktor F hängt von P_1, P_2 und von den geometrischen Dimensionen ab. Setzt man (für kleine Ablenkungswinkel α) $\operatorname{tg} \alpha \approx \sin \alpha$ und $\sin^2 \alpha = P_2/P_1$, so wird der Anodenstrom I_2:

$$(63{,}1) \qquad I_2 = (1 - F)\, I \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{1/2} \frac{4\, b_1 b_2}{d_0\,(b_1 + b_2)}\,.$$

Daß I_2/I vom Verhältnis P_2/P_1 abhängt, kann begründet werden durch die Überlegung, daß das Potentialfeld und die Elektronenbahnkurven im wesentlichen von diesem Verhältnis bestimmt werden. Auch der Faktor F kann die Potentiale nur als Verhältnis P_2/P_1 enthalten.

Wenn das Anodenpotential P_2 genügend hoch ist (im Fall I und im Fall III der Abb. 154), gelangen alle Elektronen, die das Schirmgitter durcheilt haben, zur Anode. In diesem Fall wird das Verhältnis des Anodenstroms I_2 zum Schirmgitterstrom I_1 (vom Schirmgitter eingefangener Stromanteil) ungefähr gleich:

$$(63{,}2) \qquad \frac{I_2}{I_1} = c \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{1/2},$$

wobei c eine von der Anordnung bestimmte und theoretisch schwer mit einiger Genauigkeit bestimmbare Konstante ist. Diese Gl. (63,2) hat viel Ähnlichkeit mit Gl. (63,1), kann aber nicht aus Gl. (63,1) abgeleitet werden, da Gl. (63,1) nur für kleine Werte von P_2/P_1 gegen 1 begründet

ist. Für das Auftreten des Verhältnisses P_2/P_1 in Gl. (63,2) kann dieselbe Begründung gegeben werden, die im Anschluß an Gl. (63,1) angeführt wurde.

Im Fall II der Abb. 154 werden die Elektronenbahnen nicht durch das Gitter abgelenkt. Unter Benutzung des oben eingeführten Faktors F ergibt sich:

$$I_2 = (1 - F)\, I \quad \text{und} \quad I_1 = F I\,. \tag{63,3}$$

Wir lassen jetzt die bisher in diesem Paragraphen gemachte Einschränkung, daß keine Raumladung auftreten sollte, fallen. Einige in den Schirmgitter-Anodenraum gelangende Elektronen kehren unter Umständen in diesem Raum um. Wenn diese Umkehrelektronen auf ihrem Rückwege nicht vom Schirmgitter eingefangen werden, gelangen sie in den Schirmgitter-Steuergitterraum, wo sie unter hierfür günstigen Bedingungen wieder umkehren und so wieder durch das Schirmgitter hindurch in den Schirmgitter-Anodenraum gelangen können. Es entstehen somit „Pendelelektronen". Wir ziehen zunächst keine Pendelelektronen in Betracht. Schirmgitter und Anode sollen eben und parallel sein.

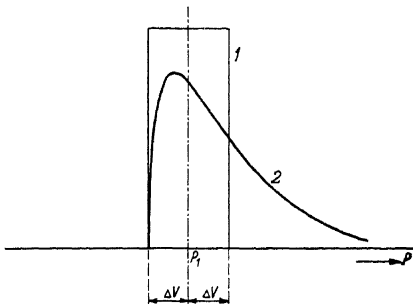



Abb. 156. Vertikal: Anzahl der Elektronen in willkürlichem linearem Maßstab, welche durch das Schirmgitter hindurch in den Schirmgitter-Anodenraum gelangen und deren Geschwindigkeit zwischen V und $V + dV$ (in Volts ausgedrückt) liegt. Horizontal: Elektronengeschwindigkeit in Volts in linearem Maßstab. Kurve 1: rechteckige Verteilung nach Gl. (63,4). Kurve 2: Maxwellsche Geschwindigkeitsverteilung mit demselben Anfangspunkt wie Kurve 1. P_1 ist die Potentialdifferenz zwischen der Schirmgitterebene und der Kathode.

Welche Geschwindigkeitsverteilung haben die Elektronen, welche durch das Schirmgitter zur V-Strecke gelangen? Die Kathode emittiert Elektronen, deren Geschwindigkeiten eine Maxwellsche Verteilungskurve aufweisen (vgl. Abb. 135). Vor dem Eintritt der Elektronen in die V-Strecke durcheilen sie zwei Gitter. Hierbei wird ihre Geschwindigkeitsverteilung stark geändert. Die neue Geschwindigkeitsverteilung ist schwer zu berechnen [vgl. den Ansatz Gl. (65,7) in § 65]. Wir wählen eine möglichst einfache Geschwindigkeitsverteilung der in die V-Strecke eintretenden Elektronen, die aber doch alle wesentlichen Züge der Aufgabe enthält. Es sei N die Anzahl der Elektronen, welche pro sec durch ein cm² der Schirmgitterebene zur V-Strecke gelangen und i_0 die Stromdichte (Amp/cm²) dieser Elektronen ($i_0 = Ne$, wo e der Betrag der Elektronenladung ist). Mit dN bezeichnen wir die Anzahl der genannten

Elektronen, deren Geschwindigkeitskomponenten senkrecht zur Schirmgitterebene in Volt ausgedrückt zwischen V' und $V' + dV'$ liegen. Für diese Anzahl nehmen wir die Formel:

$$dN = \frac{i_0}{e} \frac{dV'}{2\Delta V} \tag{63,4}$$

an. Hierbei soll der Potentialwert V' zwischen $P_1 - \Delta V$ und $P_1 + \Delta V$ liegen, wobei P_1 die Potentialdifferenz zwischen Schirmgitter und Kathode bezeichnet. Offenbar wird $\int dN = N = i_0/e$. In Abb. 156 ist Gl. (63,4) veranschaulicht, mit einer Maxwellschen Verteilungskurve zum Vergleich.

Wenn wir den Gaußschen Satz nach Gl. (55,2) auf ein kleines rechtwinkliges Parallelepiped anwenden, dessen Seiten parallel und senkrecht zu den Ebenen des Schirmgitters und der Anode liegen, ergibt sich (y-Koordinate senkrecht zu letzteren Ebenen):

$$\frac{d^2 P}{dy^2} = -9 \cdot 10^{11} \cdot 4\pi \cdot \varrho(y), \tag{63,5}$$

wobei P das Potential im Punkte y und $\varrho(y)$ die Ladungsdichte an dieser Stelle in Coulomb/cm³ ist. Für $y = 0$ (Schirmgitterebene) wird $P = P_1$ (Schirmgitterpotential) und für $y = d$ (Anodenebene) wird $P = P_2$ (Anodenpotential). Die Ladungsdichte ϱ kann durch die Stromdichte i (Ampcm⁻²) und die Elektronengeschwindigkeit und letztere durch das Potential P an der Stelle y ausgedrückt werden nach Gl. (53,7) für $\Delta V = 0$:

$$\varrho(y) = -i(y)\left(\frac{2e}{m} P\right)^{-1/2} = -i(y)\,(5{,}93 \cdot 10^7\, P^{1/2})^{-1}. \tag{63,6}$$

Abb. 157. Oberer Teil: Einteilung des Schirmgitter-Anodenraumes in drei Gebiete, die im Text genannt werden. Links die Schirmgitterebene, rechts die Anodenebene. Unterer Teil: schematischer Potentialverlauf im betrachteten Raum mit den Potentialwerten auf den Grenzebenen der drei Gebiete (ausgezogene Kurve). Gestrichelt sind noch zwei Kurven gezeichnet, welche die Geschwindigkeiten der schnellsten und der langsamsten Elektronen, in Volt ausgedrückt, zeigen.

Die Stromdichte $i(y)$ ist für $y = 0$ bekannt.

Bei der Lösung dieser Aufgabe betrachten wir zunächst den Fall, daß auf der V-Strecke ein Potentialminimum vorhanden ist, dessen Potential $P_m < \Delta V$ ist. In diesem Falle gelangen nicht alle in die V-Strecke eintretenden Elektronen zur Anode. Wir unterscheiden drei Gebiete (Abb. 157). Das erste Gebiet erstreckt sich zwischen y und y_Δ. In diesem Gebiet liegen die Potentialwerte zwischen P_1 und ΔV. Es gibt hier Elektronen, die vom Schirmgitter fortwandern und Elektronen, die auf das Schirmgitter zuwandern. Es gibt aber keine Umkehrstellen von

Elektronenbahnen. Das zweite Gebiet erstreckt sich von y_{Δ} bis y_m, wobei die Potentialwerte zwischen ΔV und P_m liegen. In diesem Gebiet gibt es hin- und herwandernde Elektronen und auch Umkehrstellen von Elektronenbahnen. Im dritten Gebiet, das sich von y_m bis d erstreckt mit Potentialwerten zwischen P_m und P_2, gibt es nur Elektronen, welche auf die Anode zu wandern. Die Stromdichte sei hier i_2. Dann ist:

$$i_2 = \frac{\Delta V + P_m}{2 \Delta V} i_0 . \tag{63,7}$$

Die Stromdichte i_1 der Elektronen, die durch das Schirmgitter hindurch die V-Strecke verlassen, (angenommen, daß das Schirmgitter keine Elektronen einfängt) ist $i_1 = i_0 - i_2$. Wir betrachten eine Ebene mit dem Potential P im Gebiet II (Abb. 157). Die Stromdichte i_v, welche aus Elektronen zusammengesetzt ist, die vor der Ebene y umkehren, wird durch die Formel:

$$i_v = \frac{\Delta V - P}{2 \Delta V} i_0$$

gegeben und für die Stromdichte i_v^1, welche durch Elektronen entsteht, die zwischen den Ebenen y und y_m umkehren, gilt die Formel:

$$i_v^1 = \frac{P - P_m}{2 \Delta V} i_0 ,$$

woraus sich ergibt: $i_1 = i_v + i_v^1 = i_0 - i_2$, wie erforderlich. Wir können nun für jedes der drei Gebiete die Differentialgleichung (63,5) formulieren. Wenn v'_1 die Anfangsgeschwindigkeit der Elektronen in der Ebene $y = 0$ ist $[v' = (2 e V'/m)^{1/2}]$ und v die Geschwindigkeit in einer Ebene mit dem Potential P, so ergibt sich unter Benutzung der Gl. (63,4):

$$\begin{aligned} \varrho(y) &= \int \frac{e \cdot dN}{v} = \frac{i_0}{2 \Delta V} \int \frac{dV'}{v} = \frac{i_0}{2 \Delta V} \int \frac{dV'}{\left[(v')^2 - \frac{2e}{m}(P_1 - P)\right]^{1/2}} \\ &= \frac{i_0}{2 \Delta V} \left(\frac{m}{2e}\right)^{1/2} \int dV' \cdot (V' - P_1 + P)^{-1/2} . \end{aligned} \tag{63,8}$$

(v' ist die dem Potentialwert V' entsprechende Elektronengeschwindigkeit). Im Gebiet I liefern die Elektronen, die im Gebiet II umkehren, einen doppelten Beitrag zur Raumladung. Ihre Geschwindigkeit an der Stelle $y = 0$ liegt zwischen $P_1 - \Delta V$ und $P_1 - P_m$. Analoges gilt für das Gebiet II. Unter Berücksichtigung von Gl. (63,8) und der Integrationsgrenzen für die verschiedenen Gebiete ergibt sich

im Gebiet I (Abb. 157):

$$\begin{aligned} \frac{d^2 P}{d y^2} &= \frac{2 \pi i_0 \cdot 9 \cdot 10^{11}}{5{,}93 \cdot 10^7 \cdot \Delta V} \int_{P_1 - P_m}^{P_1 + \Delta V} dV' \cdot (V' - P_1 + P)^{-1/2} + \\ &+ \frac{4 \pi i_0 \cdot 9 \cdot 10^{11}}{5{,}93 \cdot 10^7 \cdot \Delta V} \int_{P_1 - \Delta V}^{P_1 - P_m} dV' \cdot (V' - P_1 + P)^{-1/2} ; \end{aligned} \tag{63,9a}$$

im Gebiet II:

$$(63{,}9\mathrm{b})\quad \left\{\begin{aligned} \frac{d^2 P}{d y^2} &= \frac{2\pi i_0 \cdot 9\cdot 10^{11}}{5{,}93\cdot 10^7\cdot \Delta V}\int\limits_{P_1-P_m}^{P_1+\Delta V} d V' \cdot (V' - P_1 + P)^{-1/2} + \\ &+ \frac{4\pi i_0 \cdot 9\cdot 10^{11}}{5{,}93\cdot 10^7\cdot \Delta V}\int\limits_{P_1-P}^{P_1-P_m} d V' \cdot (V' - P_1 + P)^{-1/2}; \end{aligned}\right.$$

im Gebiet III:

$$(63{,}9\mathrm{c})\qquad \frac{d^2 P}{d y^2} = \frac{2\pi i_0 \cdot 9\cdot 10^{11}}{5{,}93\cdot 10^7\cdot \Delta V}\int\limits_{P_1-P_m}^{P_1+\Delta V} d V' \cdot (V' - P_1 + P)^{-1/2}.$$

Bei der Lösung dieser Gl. (63,9) müssen folgende Grenzbedingungen erfüllt werden: für $y=0$ gilt $P=P_1$; für $y=d$ gilt $P=P_2$; für $y=y_m$ gilt $P=P_m$ und $dP/dy=0$; für $y=y_\Delta$ gilt $P=\Delta V$ und dP/dy stetig.

Die Integrale der Gl. (63,9) können in einfacher Weise berechnet werden und die entstehenden Gleichungen kann man einmal integrieren nach dem Rezept: $d^2P/dy^2 = f(P)$; $d(dP/dy)^2 = 2f(P)\cdot dP$, also $(dP/dy)^2 = \int 2 f(P)\,dP$. Unter Beachtung der Grenzbedingungen ergibt sich:

$$(63{,}10\mathrm{a})\quad \left\{\begin{aligned} \frac{dP}{dy} &= -4\cdot 3^{-3/2}\left(\frac{\gamma}{\Delta V}\right)^{1/2}\cdot\frac{P_1^{3/4}}{d}\Big\{(P+\Delta V)^{3/2} - (P_m+\Delta V)^{3/2} + \\ &\quad + (P-P_m)^{3/2} - 2\,(P-\Delta V)^{3/2}\Big\}^{1/2}; \end{aligned}\right.$$

$$(63{,}10\mathrm{b})\quad \left\{\begin{aligned} \frac{dP}{dy} &= -4\cdot 3^{-3/2}\left(\frac{\gamma}{\Delta V}\right)^{1/2}\cdot\frac{P_1^{3/4}}{d}\Big\{(P+\Delta V)^{3/2} - (P_m+\Delta V)^{3/2} + \\ &\quad + (P-P_m)^{3/2}\Big\}^{1/2}; \end{aligned}\right.$$

$$(63{,}10\mathrm{c})\quad \left\{\begin{aligned} \frac{dP}{dy} &= 4\cdot 3^{-3/2}\left(\frac{\gamma}{\Delta V}\right)^{1/2}\cdot\frac{P_1^{3/4}}{d}\Big\{(P+\Delta V)^{3/2} - (P_m+\Delta V)^{3/2} - \\ &\quad - (P-P_m)^{3/2}\Big\}^{1/2}. \end{aligned}\right.$$

Hierbei ist die Abkürzung:

$$(63{,}11)\qquad \gamma = \frac{9\pi\cdot 9\cdot 10^{11}\cdot i_0\, d^2}{5{,}93\cdot 10^7\cdot P_1^{3/2}} = \frac{i_0\, d^2}{2{,}33\cdot 10^{-6}\, P_1^{3/2}}$$

benutzt worden. Wir haben hiermit die Lösung der Aufgabe auf die Berechnung dreier Integrale [Gl. (63,10)] zurückgeführt. Durch die Ausführung dieser Integrationen ergeben sich Beziehungen zwischen P_1, P_2, P_m, d, y_m, i_0 und i_2, unter Berücksichtigung der Gl. (63,7). In analoger Weise können Differentialgleichungen aufgestellt werden für die Fälle, daß kein Potentialminimum vorhanden ist, daß ein Potentialminimum vorhanden ist, wobei alle Elektronen zur Anode gelangen, oder daß das Potentialminimum mit der Anode zusammenfällt.

Bisher haben wir keine Pendelelektronen in Betracht gezogen. Wir nehmen an, daß im Gebiet II (Abb. 157) ein Teil α der dieses Gebiet zum erstenmal betretenden Elektronen weiterfliegt nach der Anode, während der Teil $1-\alpha$ umkehrt und zum Schirmgitter fliegt. Von diesem Teil $1-\alpha$ soll der Teil $\beta(1-\alpha)$ zum zweitenmal vom Schirmgitter her in das Gebiet II gelangen, wobei dann wieder der Teil $\beta\alpha\cdot(1-\alpha)$ weiterfliegt und der Teil $\beta(1-\alpha)^2$ umkehrt. Dieser Vorgang wiederholt sich. Wenn i_0 die Stromdichte der Elektronen ist, die zum erstenmal das Schirmgitter durcheilen, so wird die Stromdichte i_p der Elektronen, die im Gebiet I (Abb. 157) vom Schirmgitter fortwandern:

$$(63{,}12)\quad i_p = i_0\left\{1+\beta(1-\alpha)+\beta^2(1-\alpha)^2+\cdots\right\} = \frac{i_0}{1-\beta(1-\alpha)}\,.$$

Die Stromdichte der Elektronen, welche im Gebiet III (Abb. 157) auf die Anode zu wandern, wird:

$$(63{,}13)\quad i_2^1 = \alpha i_0\left\{1+\beta(1-\alpha)+\beta^2(1-\alpha)^2+\cdots\right\} = \frac{\alpha i_0}{1-\beta(1-\alpha)} = \alpha i_p\,.$$

Die Stromdichte der Elektronen, die im Gebiet I (Abb. 157) auf das Schirmgitter zu wandern, ergibt sich zu:

$$i_1^1 = i_0(1-\alpha)\left\{1+\beta(1-\alpha)+\beta^2(1-\alpha)^2+\cdots\right\} = \frac{i_0(1-\alpha)}{1-\beta(1-\alpha)} = i_p - i_2^1\,.$$

Die Größenordnung von β ist etwa 1/2 (vgl. §§ 70, 71 und 74). In dieser Weise können Pendelelektronen berücksichtigt werden. Wir geben Kennlinien der V-Strecke für verschiedene β-Werte an (§ 64).

Es hat sich gezeigt, daß die genannten drei Integrale [Gl. (63,10)] nicht exakt berechnet werden können. Hierdurch muß eine angenäherte numerische Berechnung ausgeführt werden. Die Ergebnisse sind in § 64 zusammengefaßt. Nur im Fall $\Delta V = 0$ können die Rechenergebnisse in geschlossener Form erhalten werden.

Schrifttum: *32, 33, 86, 111, 150, 151, 169, 222, 243, 248, 259, 297, 298.*

§ 64. Kennlinien der V-Strecke mit Raumladung. In erster Linie interessiert uns für praktische Anwendungen die Anodenstromdichte i_2 bei vorgegebener Stromdichte i_0 der Elektronen, die durch das Schirmgitter hindurch in die V-Strecke eintreten als Funktion des Verhältnisses des Anodenpotentials P_2 zum Schirmgitterpotential P_1. Solche Kurven sind in Abb. 158 für $\gamma = i_0 d^2/2{,}33\cdot 10^{-6} P_1^{3/2} = 2{,}5$ gezeichnet worden und zwar für die Werte $\Delta V/P_1 = 0{,}04$, $= 0{,}01$ und $= 0$. Letztere Kurve fängt in O an. Bei steigenden Werten P_2/P_1 verläuft $i_2\gamma/i_0$ (Ordinate der Abb. 158) von O über E, A, B, nach C (für $\Delta V/P_1 = 0$). Wenn dann P_2/P_1 wieder verringert wird, verläuft $i_2\gamma/i_0$ von C über B, G und D nach E und wieder bis O. Wir sehen hierbei das hervorstechendste Merkmal der V-Strecke mit Raumladung: das Auftreten doppelwertiger Kenn-

linien. Die zu $\Delta V/P_1 = 0{,}01$ gehörende Kennlinie der Abb. 158 fängt bei $P_2/P_1 = -0{,}01$ an und verläuft bei steigenden Werten von P_2/P_1

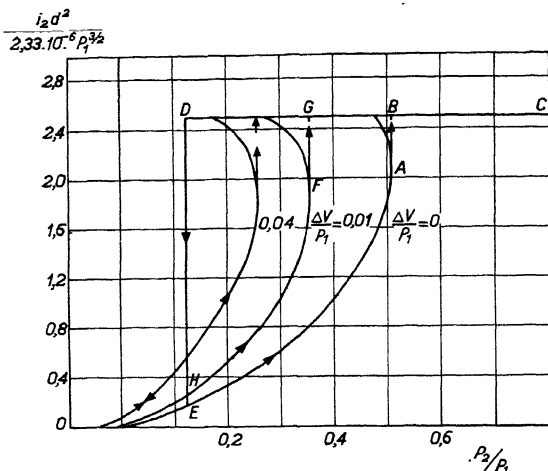



Abb. 158. Vertikal: $i_2 d^2/2{,}33 \cdot 10^{-6} P_1^{3/2}$, wobei i_2 die Anodenstromdichte (Amp cm^{-2}), d den Abstand Schirmgitter-Anode (cm) und P_1 das Schirmgitterpotential in bezug auf die Kathode (Volt) bezeichnen. Horizontal: P_2/P_1, wobei P_2 das Anodenpotential in bezug auf die Kathode ist. Kurven für verschiedene Werte ΔV der Anfangsgeschwindigkeitsstreuung (vgl. Abb. 156). Der Verlauf der Kurven wird im Text beschrieben. Die Abb. gilt für $i_0 d^2/2{,}33 \cdot 10^{-6} P_1^{3/2} = 2{,}5 = \gamma$, wobei i_0 die durch das Schirmgitter in die V-Strecke gelangende Stromdichte ist.

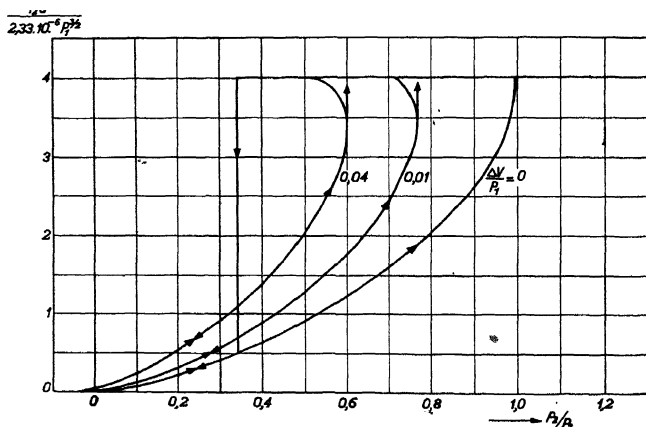



Abb. 159. Achsen wie Abb. 158, aber für $\gamma = 4{,}0$. Kurvenverlauf analog zur Abb. 158.

über H, F, G, nach C und bei fallenden Werten von P_2/P_1 zurück über G nach D und H und dann nach dem Ausgangspunkt. In analoger Weise wird die Kennlinie für $\Delta V/P_1 = 0{,}04$ durchlaufen. Wie ersichtlich, wird

der Bereich der Werte P_2/P_1, für den Doppelwertigkeit der Kennlinien vorhanden ist, kleiner für größere Werte von $\Delta V/P_1$, d. h. für größere Streuung der Elektronenanfangsgeschwindigkeiten. Die Abb. 159 enthält

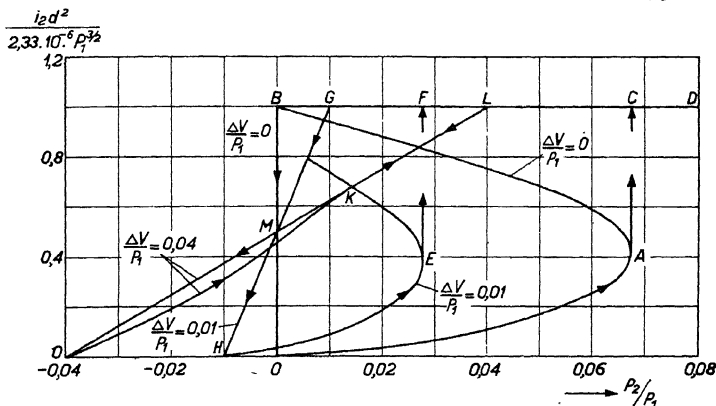



Abb. 160. Wie Abb. 158, aber für $\gamma = 1$. Die Kurve für $\Delta V/P_1 = 0$ wird bei steigenden Werten von P_2/P_1 von O bis A durchlaufen, dann springt i_2 unstetig zum Wert i_0, also nach C und dann bleibt $i_2 = i_0$, gelangt man also nach D. Fällt P_2/P_1, so ist der Kurvenverlauf: DCBMO. Für $\Delta V/P_1 = 0{,}01$ gilt die Kurve von $-0{,}01$ nach E, dann nach F und D. Zurück von D nach G über M nach $-0{,}01$. Die Kurve für $\Delta V/P_1 = 0{,}04$ ist leicht zu verfolgen.

die zu Abb. 158 analogen Kurven für $\gamma = i_0 d^2/2{,}33 \cdot 10^{-6} P_1^{3/2} = 4$. Die Abb. 160 und 161 gehören zu den Werten $\gamma = 1$ und $\gamma = 0{,}5$. Betrachten wir die Kurve $\Delta V/P_1 = 0$ der Abb. 160, so ist zu bemerken, daß der Teil AB sich aus der Rechnung ergibt. Wenn aber bei steigendem

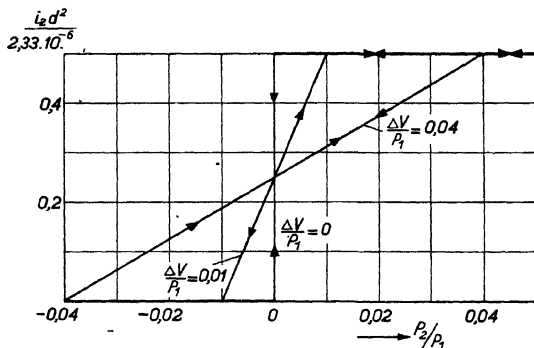



Abb. 161. Wie Abb. 158, aber für $\gamma = 0{,}5$. Keine Doppelwertigkeit.

Verhältnis P_2/P_1 der Punkt A erreicht ist, steigt die Stromdichte i_2 unstetig auf einen dem Punkt C entsprechenden Wert. Solche Fälle treten auch bereits in den Abb. 158 und 159 auf, aber nicht mit solcher Deutlichkeit wie hier in Abb. 160. Diese Abb. 160 läßt auch deutlich die

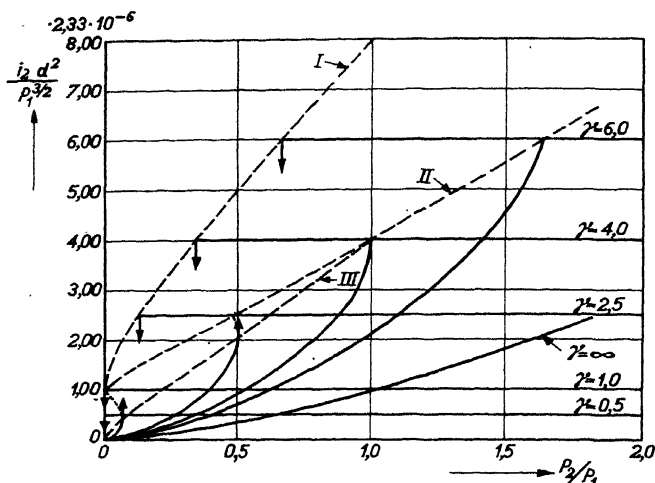



Abb. 162. Achsen wie in Abb. 158. Anfangsgeschwindigkeitsstreuung $\Delta V = 0$. Kurven für verschiedene γ-Werte (rechts angegeben). Gestrichelte Kurven I, II und III sind Grenzkurven (geometrische Örter) verschiedener Gebiete der ausgezogenen Kurven. Es ist $\beta = 0$.

Abnahme der mit der Doppelwertigkeit der Kennlinien verknüpften Schleifenbildung bei größeren Werten $\Delta V/P_1$ erkennen. Die Kennlinie für $\Delta V/P_1 = 0{,}04$ ist bereits fast einwertig, während für $\Delta V = 0$ eine ausgeprägte Doppelwertigkeit vorhanden ist. Die in Abb. 161 gezeichneten Kennlinien für $\gamma = 0{,}5$ zeigen keinerlei Doppelwertigkeit. Die Stromdichte i_0 der Elektronen, die zum erstenmal die V-Strecke betreten, ist hier zu gering um noch Doppelwertigkeit der Kennlinien, die wesentlich mit der Bildung beträchtlicher

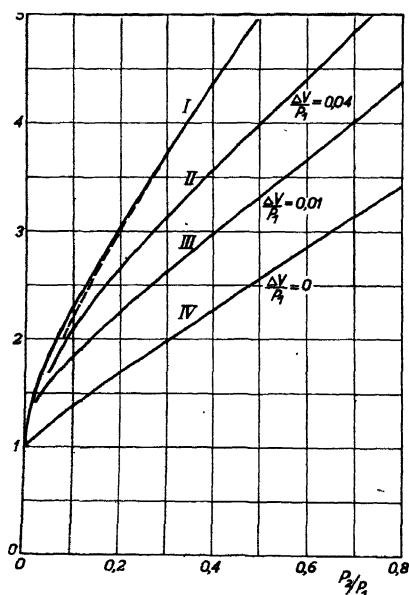



Abb. 163. Verlauf der drei in Abb. 162 angegebenen Grenzkurven bei verschiedenen Werten der Anfangsgeschwindigkeitsstreuung ΔV (vgl. Abb. 156). Kurve I dieser Abb. 163 stimmt überein mit der Kurve I der Abb. 162. Die für $\Delta V/P_1 = 0{,}01$ gültige entsprechende Kurve fällt innerhalb der Zeichengenauigkeit mit der Kurve I zusammen. Die für $\Delta V/P_1 = 0{,}04$ gültige entsprechende Kurve liegt zwischen der gezeichneten Kurve I und der gestrichelt angegebenen Kurve. Kurve IV der Abb. 163 stimmt mit der Kurve II der Abb. 162 überein. Die entsprechenden Kurven bei $\Delta V/P_1 = 0{,}01$ und bei $\Delta V/P_1 = 0{,}04$ sind in Abb. 163 bzw. als Kurve III und Kurve II bezeichnet.

Raumladungen verknüpft ist, entstehen zu lassen. Dieser Fall tritt bei Röhren üblicher Bauart oft auf. Einige dieser Kennlinien sind in Abb. 162 zusammengefaßt für den Fall $\Delta V = 0$ (homogene

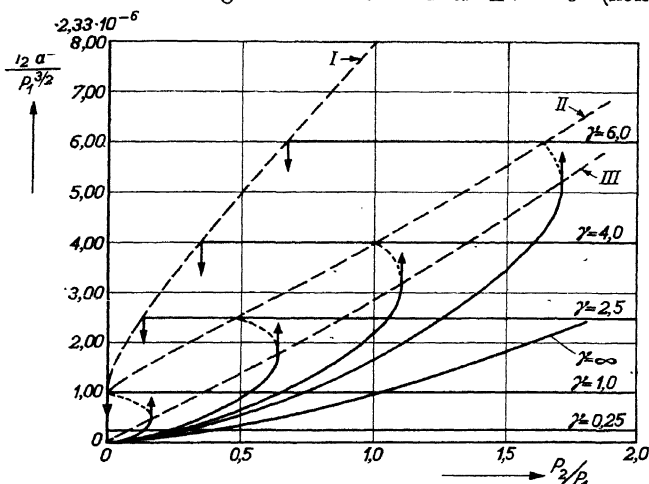



Abb. 164. Achsen wie in Abb. 158 und Abb. 162. Diese Abb. 164 entspricht ganz der Abb. 162, gilt aber für $\beta = 0{,}5$, wobei also Elektronen in Betracht gezogen worden sind, die um das Schirmgitter hin und her pendeln (vgl. § 63 Gl. 63,12 und 63,13).

Geschwindigkeit der Elektronen, welche die V-Strecke betreten). Hierbei sind gestrichelt drei Grenzkurven gezeichnet. Die Kurve I ist der geometrische Ort der kleinsten Werte P_2/P_1 (bei abnehmender Größe dieses Verhältnisses), für die i_2 noch gleich i_0 ist. Die Kurve II

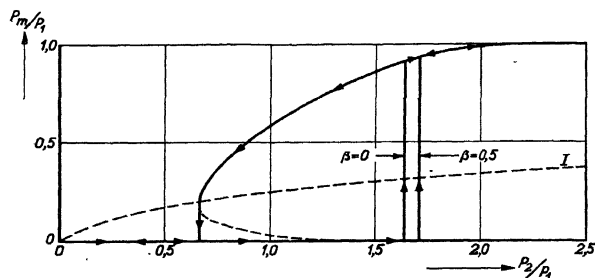



Abb. 165. Vertikal: Potential P_m im Potentialminimum im Verhältnis zum Schirmgitterpotential P_1. Horizontal: Verhältnis des Anodenpotentials P_2 zu P_1. Abb. gilt für γ (vgl. Abb. 158) $= 6$ und für zwei Werte von β (0 und 0,5). Pfeile geben Durchlaufungssinn der Kurven an. $\Delta V = 0$.

ist der geometrische Ort der Werte P_2/P_1 (bei steigender Größe dieses Verhältnisses), für die $i_2 = i_0$ wird. Indessen hat diese Kurve II nur für $\gamma \geq 4$ eine reelle Bedeutung. Unterhalb $\gamma = 4$ muß ein neuer geome-

trischer Ort *III* betrachtet werden, auf dem die Punkte mit vertikaler Tangente der Kennlinien liegen. Die Lage der Grenzkurven *I* und *II*

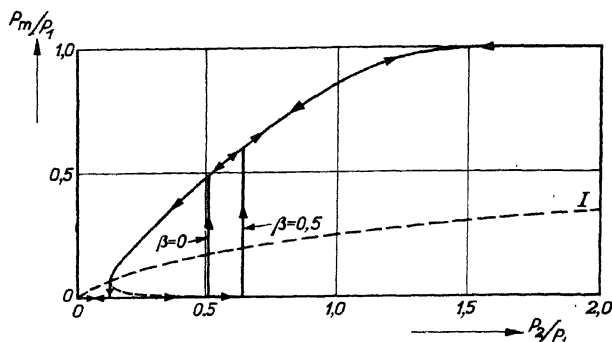



Abb. 166. Wie Abb. 165, aber für $\gamma = 2{,}5$. $\Delta V = 0$.

aus Abb. 162 ist in Abb. 163 für andere Werte $\Delta V/P_1$ gezeichnet. Aus dieser Abb. 163 erhellt nochmals die bereits oben erwähnte Tatsache, daß die doppelwertigen Gebiete bei größerer Geschwindigkeitsstreuung kleiner werden.

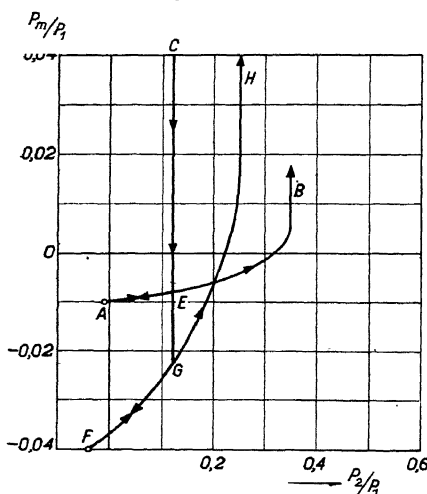



Abb. 167. Wie Abb. 166 ($\gamma = 2{,}5$; $\beta = 0$), aber für $\Delta V/P_1 = 0{,}01$ bzw. $0{,}04$. Beschreibung im Text.

Nachdem hiermit der Einfluß der Anfangsgeschwindigkeitsstreuung auf die Kennlinien klargestellt ist, behandeln wir weiterhin (mit Ausnahme der Abb. 167) Kennlinien für homogene Anfangsgeschwindigkeit ($\Delta V = 0$) der Elektronen, aber mit Berücksichtigung von Pendelelektronen. Die Abb. 164 ist analog zur Abb. 162, gibt aber für $\beta = 1/2$ [vgl. § 63, Gl. (63,12) und (63,13)]. Durch Vergleichen der Abb. 162 und 164 erhellt der Einfluß der Pendelelektronen auf diese Kennlinien.

Wir betrachten jetzt das Potential P_m, sowie die Lage y_m des Potentialminimums als Funktion von P_2/P_1, sowie von γ. Die Abb. 165 und 166 zeigen P_m/P_1 als Funktion von P_2/P_1 für $\gamma = 6$ und für $\gamma = 2{,}5$. Die Pfeile geben den Sinn an, in dem die Kurven bei steigenden und bei fallenden Werten P_2/P_1 durchlaufen werden. Die mit *I* bezeichneten gestrichelten Kurven ent-

sprechen der Kurve I in Abb. 162. Zum Vergleich mit dem Fall $\beta = 0$ der Abb. 166 ist in Abb. 167 der Verlauf von P_m/P_1 für kleine Werte dieses Verhältnisses als Funktion von P_2/P_1 gezeichnet bei $\gamma = 2{,}5$. Für $\Delta V/P_1 = 0{,}01$ fängt die Kennlinie im Punkt A an, steigt dann über E und B nach großen Werten P_m/P_1 an (analog zum Verlauf in Abb. 166). Wenn P_2/P_1 fällt, verläuft die Kurve für P_m/P_1 von C über E nach A zurück. Analog wird der Kurvenzug $FGHCGF$, der zu $\Delta V/P_1 = 0{,}04$ gehört, durchlaufen. Die Abb. 168, die für $\gamma = 1$ und $\Delta V = 0$ gilt, zeigt, daß die Schleifenbildung bei kleinen Werten von γ und somit geringer Raumladung viel weniger ausgeprägt ist, allerdings für $\beta = 0{,}5$ (Pendelelektronen) wieder ausgeprägter als für $\beta = 0$. In Abb. 169 ist P_m/P_1 als Funktion von $\gamma = i_0 d^2/2{,}33 \cdot 10^{-6} P_1^{3/2}$ dargestellt für $P_2/P_1 = 2$. Bei niedrigen Werten von γ ist $P_m = P_1$, fällt

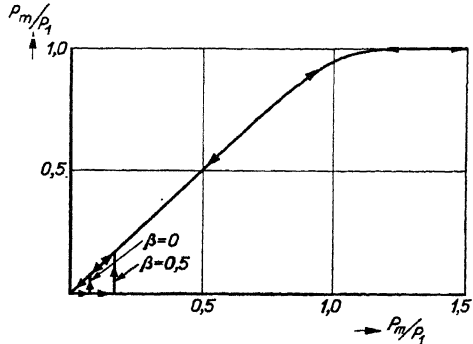



Abb. 168. Wie Abb. 165, aber für $\gamma = 1{,}0$. Abszisse muß heißen: P_2/P_1.

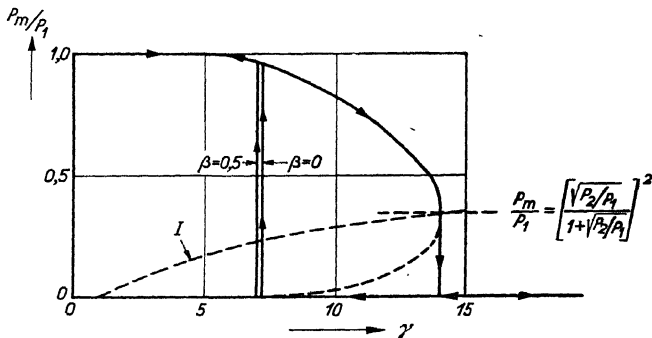



Abb. 169. Vertikal: Verhältnis des Potentials P_m im Potentialminimum zum Schirmgitterpotential P_1. Horizontal: $i_0 d^2/2{,}33 \cdot 10^{-6} P_1^{3/2} = \gamma$, wobei i_0 die Elektronenstromdichte ist, welche durch das Schirmgitter hindurch zur V-Strecke gelangt (Amp. cm^{-2}) und d der Abstand Schirmgitter-Anode (cm), während P_1 in Volt ausgedrückt ist (Kurven gelten für ein Verhältnis des Anodenpotentials P_2 zu P_1 von 2,0).

dann bei steigendem γ stetig, bis der Wert $P_m/P_1 = [\sqrt{P_2/P_1}/(1+\sqrt{P_2/P_1})]^2$ erreicht ist und fällt dann unstetig auf den Wert $P_m = 0$. Die gestrichelte Kurve I gibt den Wert an, wo die P_m/P_1-Kurve eine vertikale Tangente hat. Außer der Höhe P_m des Potentialminimums ist die Lage dieses

Minimums interessant. Kurven für den Abstand y_m des Minimums vom Schirmgitter als Funktion von P_2/P_1 werden für drei verschiedene Werte von γ in den Abb. 170, 171 und 172 gezeigt. Die Kurven werden stets im Pfeilsinne durchlaufen. Kurvenzweige mit zwei Pfeilen entgegen-

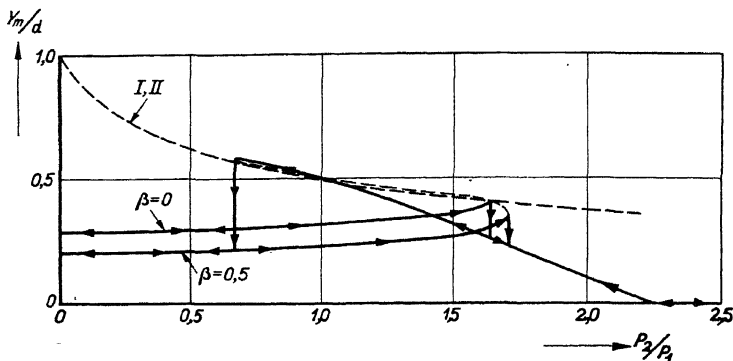



Abb. 170. Vertikal: Verhältnis des Abstandes y_m des Potentialminimums vom Schirmgitter zum Abstand d der Anode vom Schirmgitter. Horizontal: Anodenpotential P_2 dividiert durch Schirmgitterpotential P_1. Kurven gelten für $\gamma = 6$ (vgl. für die Bedeutung von γ die Unterschrift der Abb. 158).

gesetzten Sinnes gelten sowohl für steigende als für fallende Werte von P_2/P_1. Die mit I und II bezeichneten gestrichelten Kurven der Abb. 170 und 171 entsprechen den ebenso bezeichneten Kurven und Abb. 162. In Abb. 173 ist bei einem festen Wert $P_2 = P_1$ die Anodenstromdichte als

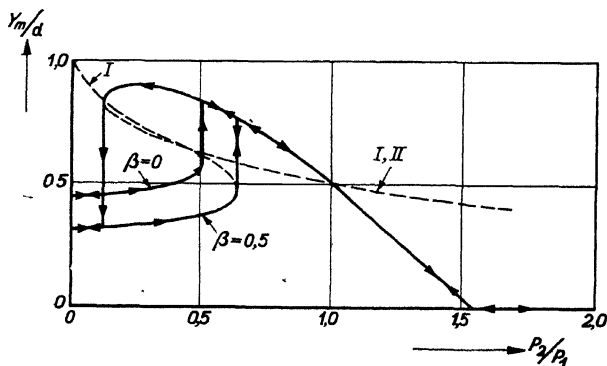



Abb. 171. Wie Abb. 170, aber für $\gamma = 2{,}5$.

Funktion von i_0 dargestellt für $\beta = 0$. Dieser Kurvenverlauf für $\beta = 0$ kann in Abb. 174 für mehrere andere Werte von P_2/P_1 verfolgt werden. In Abb. 175 ist die Höhe P_m, sowie die Lage y_m des Potentialminimums bei verschiedenen Werten von γ und von P_2/P_1 abgetragen. Wenn $P_1 < P_2$

ist, gilt die linke Ordinatenskala, für $P_2 < P_1$ die rechte. Die Kurven gelten für einen festen Wert P_2/P_1 und werden im Pfeilsinne durchlaufen bei steigenden Werten von γ. Für $P_1 = P_2$ entsteht bei sehr kleinen Werten von γ ein Potentialminimum bei $y_m = d/2$, d. h. in der Mitte der V-Strecke. Die Lage des Minimums bleibt bei wachsendem γ die gleiche bis der Punkt P_m etwa gleich 0,25 P_1 erreicht ist. Hierauf sinkt P_m unstetig auf Null herab bei weiter wachsendem γ und das Minimum rückt nach y_m etwa gleich 0,27 d. Wenn γ weiter wächst, rückt y_m stetig nach 0 und bleibt $P_m = 0$. Fällt nun γ wieder, so bleibt zunächst $P_m = 0$ und y_m rückt stetig nach $d/2$. Bei fallendem γ bleibt $y_m = d/2$ und P_m rückt unstetig auf den Wert 0,75 P_1 hinauf und bei weiter fallendem γ geht P_m dann stetig nach dem Wert P_1. Die gestrichelten, mit Pfeilen versehenen Kurvenstücke werden unstetig bei wachsendem γ durchlaufen, die Punkt-Strich-Kurven unstetig bei fallendem γ.

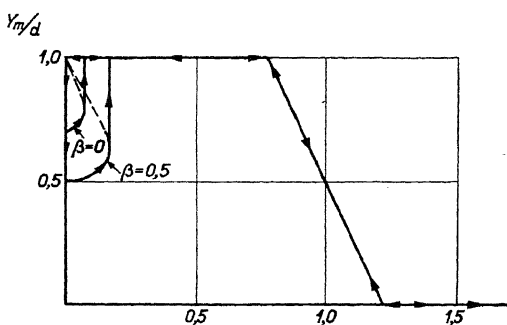



Abb. 172. Wie Abb. 170, aber für $\gamma = 1{,}0$.

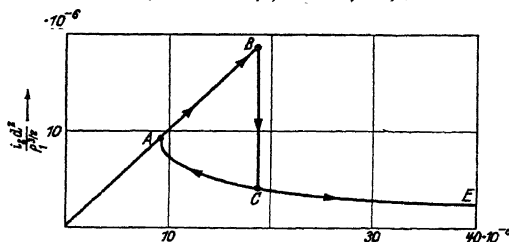



Abb. 173. Ordinate: $i_2 d^2/P_1^{3/2}$, wobei i_2 die Stromdichte ist, welche nach der Anode fließt, d der Abstand Schirmgitter-Anode und P_1 das Schirmgitterpotential. Abszisse: $i\,d^2/P_1^{3/2}$, wobei i die primär durch das Schirmgitter fließende Stromdichte ist. Bei steigendem i wird die Kurve $O\,A\,B\,C\,E$ durchlaufen. Bei fallendem i die Kurve $E\,C\,A\,O$. Es ist $P_1/P_2 = 1$. (P_2 Anodenpotential.)

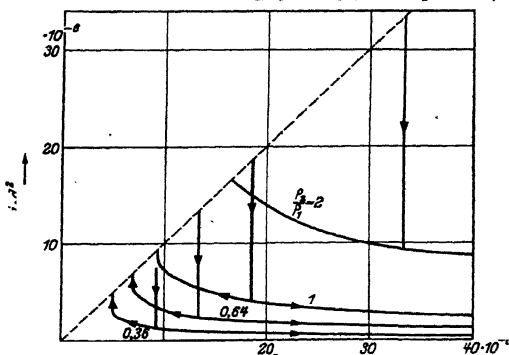



Abb. 174. Wie Abb. 173, aber für andere Werte P_2/P_1. Die Kurvenzüge werden bei steigender und bei fallender Stromdichte i analog wie in Abb. 173 durchlaufen.

Abb. 176. Ordinate für alle Kurven: $i_2 d^2/2{,}33 \cdot 10^{-6} P_1^{3/2}$ (vgl. Abb. 158). Mögliche Kurventypen unter verschiedenen Bedingungen. $\Delta V = 0$.

Abb. 175. Vertikal: Potential P_m des Potentialminimums dividiert durch das Potential P_1 des Schirmgitters (rechte Hälfte der Abb.) bzw. dividiert durch das Potential P_2 der Anode (linke Hälfte der Abb.). Horizontal: Abstand y_m des Potentialminimums vom Schirmgitter dividiert durch den Abstand der Anode vom Schirmgitter. Kurven werden im Pfeilsinn durchlaufen bei steigenden Werten von γ und gelten für einen festen Wert P_2/P_1. Kurvenverlaufbeschreibung im Text. $\Delta V = 0$.

Man kann die gezeichneten Kurven in verschiedene typische Formen einteilen. Eine solche Klasseneinteilung ist für die Kurven

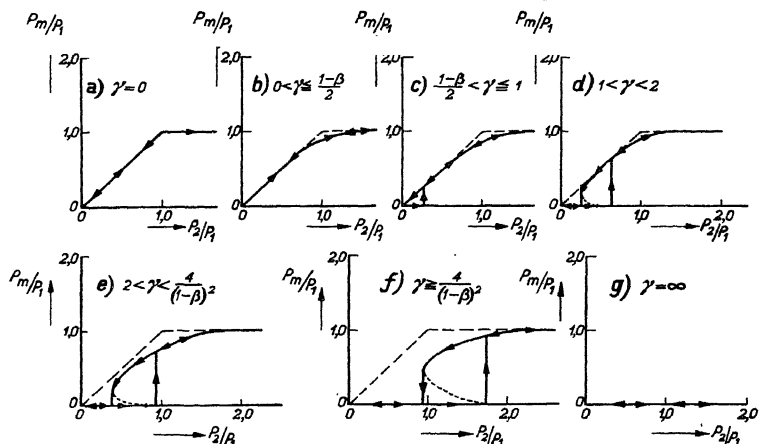



Abb. 177. Vertikal für alle Kurven: P_m/P_1 (vgl. Abb. 165). Horizontal: P_2/P_1 (vgl. Abb. 165). Kurventypen unter verschiedenen Bedingungen. $\Delta V = 0$.

$i_2 d^2/2{,}33 \cdot 10^{-6} P_1$ als Funktion von P_2/P_1 bei verschiedenen Werten von γ in Abb. 176 angegeben. Die Abb. 177 enthält alle möglichen Kurventypen für den Verlauf von P_m/P_1 als Funktion von P_2/P_1 bei

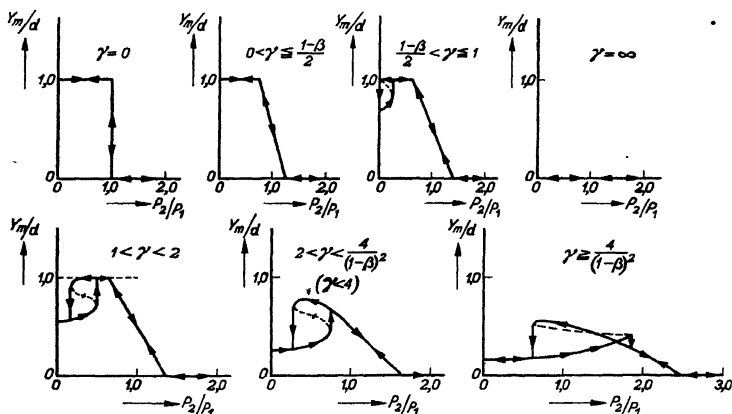



Abb. 178. Vertikal für alle Kurven: y_m/d (vgl. Abb. 170). Horizontal: P_2/P_1 (vgl. Abb. 170). Kurventypen unter verschiedenen Bedingungen. $\Delta V = 0$.

verschiedenen Werten von γ und Abb. 178 für y_m/d als Funktion von P_2/P_1 bei verschiedenen γ-Werten. In den Abb. 179, 180 und 181

sind die möglichen Kurventypen für y_m, P_m und i_2 als Funktion von γ bei jeweils festen Werten von P_2/P_1 angegeben.

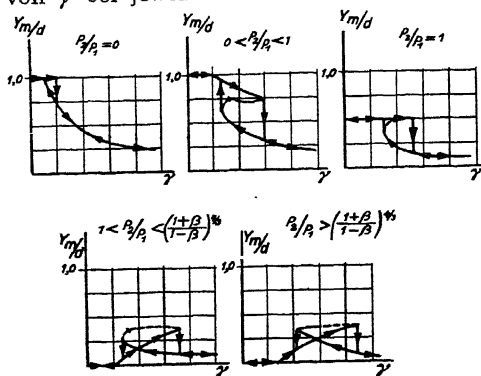



Abb. 179. Vertikal: y_m/d (vgl. Abb. 170). Horizontal: γ (vgl. Abb. 158). Mögliche Kurventypen unter verschiedenen Bedingungen.

Zum Schluß dieses Paragraphen betrachten wir die Elektronenlaufzeit auf einer V-Strecke mit Raumladung ($\Delta V = 0$) und zwar die Zeit t, die ein Elektron braucht, um von einem Punkt mit dem Potential P zum Potentialminimum mit dem Potential P_m zu gelangen, oder umgekehrt. Es ergibt sich die Formel:

$$(64,1) \quad \frac{t}{t_0} = \left(\frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{v_0^3}{9\,x^2 A\,i}}\right)^{1/3} \cdot \left(-\frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{2\,v_0^3}{9\,x^2 A\,i}}\right)^{1/3},$$

wobei A die gleiche Bedeutung hat wie in § 55, v_0 die Elektronengeschwindigkeit (cm/sec) im Potentialminimum, x den Abstand vom Potentialminimum und i die Stromdichte im Potentialminimum bezeichnen. Die Größe t_0 ist durch die Formel:

$$(64,2) \quad t_0 = 0{,}51 \cdot 10^{-7} \frac{x}{(P - P_m)^{1/2}}$$

gegeben. Das Ergebnis ist in Abb. 182 dargestellt.

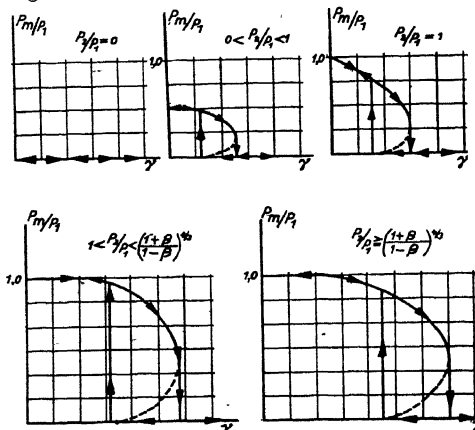



Abb. 180. Vertikal: P_m/P_1 (vgl. Abb. 175). Horizontal: $\gamma = i_0 d^2/2{,}33 \cdot 10^{-6} \cdot P_1^{3/2}$ (vgl. Abb. 158). Mögliche Kurventypen unter verschiedenen Bedingungen. $\Delta V = 0$.

Hiermit dürfte eine nahezu erschöpfende Diskussion der V-Strecke mit Raumladung unter stationären Spannungs- und Strombedingungen gegeben sein.

Schrifttum: *56*, *242*, *297*, *298*, sowie § 63.

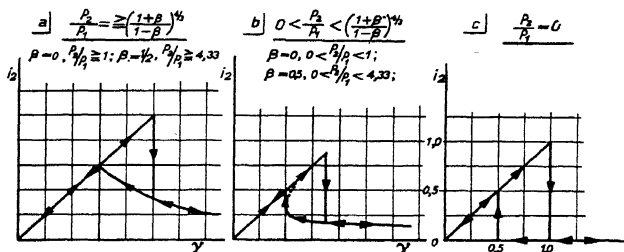



Abb. 181. Vertikal: $i_2 d^2/2{,}33 \cdot 10^{-6} \cdot P_1^{3/2}$ (vgl. Abb. 173). Horizontal: $\gamma = i_0 d^2/2{,}33 \cdot 10^{-6}\, P_1^{3/2}$ (vgl. Abb. 158). Mögliche Kurventypen unter verschiedenen Bedingungen. $\Delta V = 0$.

§ 65. Messungen über V-Strecken in Hochfrequenzpentoden und Hexoden. Wir überlegen uns im Anschluß an die Ausführungen in Teil I zunächst, wie die jetzt praktisch benutzten Elektronenröhren, bei denen eine Schirmgitter-Anodenstrecke vorhanden ist, eingeteilt werden können. Wenn wir die Reihenfolge in Teil I einhalten, so sind dies: Hochfrequenztetroden und -pentoden, Hexoden, Oktoden und Leistungsverstärkerröhren.

Abb. 182. Laufzeit der Elektronen auf einer V-Strecke. Vertikal: t/t_0, wobei t die Elektronenlaufzeit vom Potentialminimum bis zu einer Stelle im Abstand x vom Minimum bezeichnet und t_0 diese Laufzeit für den Fall, daß im Potentialminimum die Elektronengeschwindigkeit Null ist, darstellt. Horizontal: Dimensionslose Größe $2\, v_0^3/9\,A\,i\,x^2$, wobei v_0 die Elektronengeschwindigkeit (cm sec^{-1}) im Potentialminimum, x den Abstand vom Minimum (cm), i die Stromdichte im Minimum (Amp cm^{-2}) und A eine Konstante gleich $1{,}99 \cdot 10^{18}$ (cm^3 Coulomb^{-1}sec^{-2}) darstellen. Vgl. Gl. (64,1.)

Bei den Hochfrequenztetroden und -pentoden ist das der Kathode benachbarte Steuergitter zur Vermeidung von Gitterstrom (Folgen: Dämpfung und Verzerrungseffekte) stets negativ. Der gesamte von diesem Steuergitter durchgelassene Strom ist von gleicher Ordnung wie der Anodenstrom, da das Schirmgitter nur einen Bruchteil (z. B. $1/4$) des Anodenstromes aufnimmt. Dieser Strom führt zu einer solch geringen Stromdichte, daß Raumladungseffekte die Vorgänge zwischen Schirmgitter und Anode nicht wesentlich beeinflussen. Wir können daher in erster Näherung beim Studium dieser Röhren mit den Formeln ohne Raumladung, welche im Anschluß an Abb. 154 erläutert wurden, auskommen. Von

den drei in dieser Abb. 154 skizzierten Fällen liegt hier meistens der erste vor. Um dies zu erläutern, müssen wir uns, wenn es sich um Pentoden handelt, zunächst über das Effektivpotential in der Fanggitterfläche klar werden. Wir rekapitulieren die Elektrodenreihenfolge: Steuergitter, positives Schirmgitter (P_1), Fanggitter (P_3) auf Kathodenpotential und Anode (P_a). Hierbei können wir nach dem im § 59 für Trioden aufgestellten Rezept vorgehen und für das effektive Potential in der Fanggitterfläche setzen:

$$P_{3\,\mathrm{eff}} = P_3 + \frac{P_a}{\mu_{a3}} + \frac{P_1}{\mu_{13}}. \tag{65,1}$$

Die Größen μ_{a3} und μ_{13} können aus den elektrostatischen Kapazitäten berechnet werden. Man kann hierzu Ergebnisse aus § 61 und § 62 benutzen. Wir können das Fanggitter durch eine Fläche mit dem Potential $P_{3\mathrm{eff}}$ ersetzt denken und sehen dann, daß wir den Fall I von Abb. 154 vor uns haben, wenn das Schirmgitter mit dem Gitter der Abb. 154 zusammenfällt. Wenn I_1 den Strom zum Schirmgitter darstellt und I_a den durch das Fanggitter hindurch zur Anode gelangenden Strom (die auf die Fanggitterdrähte treffenden Elektronen können vernachlässigt werden), so ist nach Gl. (63,2) und Gl. (65,1) mit $P_3 = 0$:

$$\frac{I_a}{I_1} = c\left(\frac{P_a}{P_1} + \frac{\mu_{a3}}{\mu_{13}}\right)^{1/2}, \tag{65,2}$$

wobei c eine im wesentlichen durch die Röhrenkonstruktion bestimmte Konstante darstellt. Aus Gl. (65,2) würde hervorgehen, daß I_a/I_1 für $P_a/P_1 = 0$ noch einen endlichen Wert besitzt. Dies trifft in Wirklichkeit nicht zu, so daß Gl. (65,2) die Verhältnisse nur für nicht zu kleine Werte von P_a/P_1 beschreibt (normalerweise z. B. 1 oder 2). Bei sehr kleinen Werten von P_a/P_1 kehren zwischen dem Fanggitter und der Anode, da das Anodenpotential unterhalb des Effektivpotentials der Fanggitterfläche nach Gl. (65,1) liegt, Elektronen um, die zum Schirmgitter zurückgelangen. Wir hatten aber bei der Aufstellung von Gl. (65,2) angenommen, daß alle Elektronen, die das Schirmgitter durcheilt haben, auch zur Anode gelangen, daher die Ungültigkeit der Gl. (65,2) für zu kleine Werte von P_a/P_1.

Wir werden die Gl. (65,2) zum Studium des Innenwiderstandes $R_i = \partial P_a / \partial I_a$ verwenden. Durch Differentiation ergibt sich:

$$R_i = \frac{\partial P_a}{\partial I_a} = \frac{2}{c^2}\frac{I_a P_1}{I_1^2} = \frac{2\,P_a}{I_a}\left(1 + \frac{\mu_{a3}}{\mu_{13}}\frac{P_1}{P_a}\right). \tag{65,3}$$

Es zeigt sich, daß der Klammerausdruck in Gl. (65,3) in vielen praktischen Fällen nahezu unabhängig von P_1/P_a ist und als Konstante betrachtet werden kann. Man kann diese Tatsache dadurch erklären, daß μ_{a3}/μ_{13} eben in Wirklichkeit nicht nur von den Röhrenkonstruktionsdaten, sondern auch von P_1/P_a abhängt, und zwar gerade so, daß der

Ausdruck $P_1 \mu_{a3}/\mu_{13} P_a$ oft nahezu konstant ist. Als Beispiel seien Messungen des Innenwiderstandes einer Pentode angeführt (Abb. 183 u. 184), die eine Bestätigung der Gl. (65,3) mit nahezu konstantem Klammerausdruck bringen.

Als zweite wichtige Größe bei Hochfrequenzpentoden erwähnen wir die Steilheit $\partial I_a / \partial P_g$, wobei P_g das Steuergitterpotential darstellt. Wenn wir den Klammerausdruck in Gl. (65,3) und in Gl. (65,2) konstant annehmen, ist:

$$\frac{I_a}{I_1} = K$$

und

$$\frac{I_a}{I_1 + I_a} = \frac{I_a}{I_k} = \frac{K}{K + 1},$$

Abb. 183. Innenwiderstand R_i einer Hochfrequenzpentode (vertikal) in Megohm als Funktion der Anodenspannung P_a in Volt (horizontal) bei konstanter Schirmgitterspannung von 100 V und konstantem Anodenstrom von 3 mA (mittels der Steuergittervorspannung konstant gehalten). Es ergibt sich fast eine Gerade.

wobei I_k den gesamten Kathodenstrom bezeichnet. Da nach § 59 gilt:

$$\frac{\partial I_k}{\partial P_g} = a I_k^{1/3},$$

wird

$$\frac{\partial I_a}{\partial P_g} = \left(\frac{K}{K + 1}\right)^{2/3} a I_a^{1/3} \tag{65,4}$$

wobei a eine von der Kathoden- und Steuergitterkonstruktion abhängige Konstante ist [vgl. § 59, Gl. (59,5) und (59,7)]. Auch in Pentoden der hier behandelten Art ist also die Steilheit zu $I_a^{1/3}$ proportional, genau wie bei Trioden. Die Gl. (65,4) zusammen mit Gl. (65,2) erlaubt eine angenäherte Berechnung der Steilheit. Über die Genauigkeit, mit der Gl. (65,4) und (65,2) in praktischen Fällen befolgt werden, orientiert nachstehende Tabelle, welche für die Hochfrequenzpentode EF 6 (Philips) die Steilheit $\partial I_a / \partial P_g$, den Anodenstrom I_a und den Schirmgitterstrom I_1 enthält, welche durch Veränderung von P_g auf die angeführten Werte bei konstanten Potentialen P_1 und P_a eingestellt sind:

Abb. 184. Innenwiderstand R_i der Röhre von Abb. 183 (vertikal) in Megohm als Funktion der Schirmgitterspannung P_1 in Volt (horizontal) bei konstanter Anodenspannung von 200 V. Obere Kurve: Anodenstrom $I_a = 2{,}2$ mA. Untere Kurve: Anodenstrom $= 4$ mA. In weiten Grenzen ist R_i unabhängig von P_1 und weiter ungefähr umgekehrt proportional zu I_a.

I_1 (mA)	2,50	1,95	1,40	0,70
I_a (mA)	8,00	5,00	4,00	2,00
I_1/I_a	0,31	0,39	0,35	0,35
$S_a = \partial I_a/\partial P_g$ (mA/V)	2,75	2,40	2,20	1,70
$S_a/I_a^{1/3}$ (mA$^{2/3}$/V)	1,37	1,40	1,37	1,35

Da K aus der dritten Zeile folgt und a aus den Kathoden- und Steuergitterabmessungen berechnet werden kann [Gl. (59,5) und (59,7)], ist eine theoretische Kontrolle der letzten Zeile der Tabelle möglich. Diese ergibt eine gute Übereinstimmung mit den Meßwerten.

Als zweite Röhre, die mit Stromverteilung arbeitet, behandeln wir die Hexode. Hierbei ist die Elektrodenreihenfolge: Kathode, negatives Steuergitter (Gitter g), positives Schirmgitter (Gitter 1), negatives Steuergitter (Gitter 3), positives Schirmgitter (Gitter 4), Anode (vgl. Teil I, § 14). Da das negative Gitter g nur einen geringen Strom zum weiteren Röhrenteil fließen läßt, können wieder als Näherung die Formeln ohne Raumladung, welche im Anschluß an Abb. 154 angeführt wurden, benutzt werden. Das Effektivpotential des Gitters 3 ist bei Hexoden oft derart, daß nicht alle Elektronen, die Gitter 1 durcheilt haben, auch zur Anode gelangen, sondern es kehrt ein Teil dieser Elektronen vor Gitter 3 um. Daher benutzen wir die Gl. (63,1) von § 63. Wir bezeichnen wieder mit I_a den Anodenstrom, mit I_4 den Strom zum Schirmgitter, das vor der Anode liegt, und mit $I_k = I_1 + I_4 + I_a$ den gesamten Kathodenstrom. Dann besagt Gl. (63,1):

$$\frac{I_a + I_4}{I_k} = c\left(\frac{P_3 + P_1/\mu_{13} + P_4/\mu_{43}}{P_1}\right)^{1/2} \qquad (65{,}5)$$

wobei c eine von den Konstruktionsdaten abhängige dimensionslose Konstante ist. Weiter sind P_1 und P_4 die Schirmgitterpotentiale, P_3 das Potential des Gitters 3, das zwischen den Schirmgittern 1 und 4 gelegen ist. Die Bedeutung der Größen μ_{13} und μ_{43} ist analog derjenigen, welche oben für die entsprechenden Größen der Pentode angegeben ist. Hexoden vom hier betrachteten Typ sind zur Vereinfachung oft so dimensioniert, daß $P_1 = P_4$ gewählt werden kann, wodurch sich Gl. (65,5) vereinfacht zu:

$$\frac{I_a + I_4}{I_k} = c\left(\frac{P_3}{P_1} + \alpha\right)^{1/2} \qquad (65{,}6)$$

wobei $\alpha = 1/\mu_{13} + 1/\mu_{43}$ gesetzt worden ist. Wenn P_3 negativ ist, wird das Verhältnis $(I_a + I_4)/I_k$ für ein bestimmtes Potential $P_3 = 0$. Für weiter negativ gelegene Werte von P_3 gelten Gl. (65,5) und (65,6) nicht mehr. In Abb. 185 sind diese Verhältnisse für eine Hexode gemessen (obere Hälfte der Abb. 185) und für $\alpha = 0{,}045$, $c = 2{,}78$, berechnet worden. Beide Kurvenscharen zeigen eine qualitative Übereinstimmung. Während die berechneten Kurven sich für $P_3 = 0$ alle im Punkte $c \cdot \alpha^{1/2} = 0{,}59$ schneiden, liegt dieser Schnittpunkt bei den gemessenen

Kurven bei einem etwas positiven Wert der Spannung von Gitter 3. Die Ursache hierfür liegt in der Kontaktpotentialdifferenz zwischen Gitter 3 und der Kathode, die man sogar in dieser Weise messen kann.

Bei Hexoden, die als Regelverstärker benutzt werden sollen (vgl. Teil I, § 14), wird angestrebt, die Kennlinie: Anodenstrom gegen die Spannung des ersten Steuergitters durch Verändern der Spannung des Gitters 3 in ihrer Form unverändert zu halten, d. h. wenn man von der einen Spannung des Gitters 3 zur nächsten übergeht, soll die Kennlinie in ihrem Verlauf mit einem Faktor multipliziert erscheinen. In der hier benutzten Näherungsrechnung ist diese Bedingung stets erfüllt. Denn es ist $I_a + I_4$ proportional zu I_k, und bei Verändern der ersten Steuergitterspannung ändert man im wesentlichen nur I_k.

Abb. 185. Vertikal: Verhältnis von Anodenstrom I_a + Schirmgitterstrom I_4 zum Kathodenstrom I_k. Horizontal: Spannung des dritten Gitters einer Hexode. Bei verschiedenen Schirmgitterspannungen $P_1 = P_4$. Obere Kurvenschar gemessen. Untere Kurvenschar berechnet.

Aus der obigen Erörterung ist zu ersehen, daß eine steile $I_a - P_3$-Kennlinie durch niedrige Schirmgitterspannung oder bei hoher Schirmgitterspannung durch einen niedrigen Wert von α erreicht werden kann. Der Bedeutung von $\alpha = 1/\mu_{13} + 1/\mu_{43}$ entsprechend, kommt dies auf ein engmaschiges drittes Gitter hinaus oder (und) auf große Abstände zwischen den Schirmgittern und Gitter 3. Bei Hexoden als Mischröhren kann ein steiler Verlauf dieser Kennlinie erwünscht sein zur Erzielung einer kleinen Oszillatorspannung, die zur maximalen Überlagerungssteilheit als Funktion der Oszillatorspannung erforderlich ist (vgl. Teil I, § 21).

Wenn wir bei einer Mehrgitterröhre, z. B. bei der gerade betrachteten Hexode, die Anlaufstromkennlinie eines Gitters messen, das durch ein positives Gitter von der Kathode getrennt ist, z. B. bei der genannten Hexode die Anlaufstromkennlinie von Gitter 3, so erhalten wir eine Exponentialkurve genau wie im Falle einer Diode. In Abb. 186 sind einige Kurven für die Oktode EK 2 angeführt, aus denen dies hervorgeht. Zugleich ist in dieser Abb. 186, analog wie in Abb. 137, das Kontaktpotential von Gitter 4 (von der Kathode gerechnet das vierte Gitter,

vgl. Abb. 187) und von Gitter 1 ermittelt, wobei sich ein sehr merklicher Unterschied ergibt.

Man kann den Exponentialverlauf der Anlaufstromkennlinie eines von der Kathode durch positive Gitter getrennten Gitters theoretisch begründen, indem man von der Geschwindigkeitsverteilung der emittierten Elektronen [vgl. Abb. 135 und (Gl. 57,1)] ausgeht und die Veränderung dieser Verteilungsfunktion infolge der Winkelstreuung der Elektronen am positiven Gitter betrachtet. Die Gesamtzahl der durch das positive Gitter fliegenden Elektronen mit einer Geschwindigkeit zwischen v und $v + dv$ sei dN. Das Gitter habe n Öffnungen zwischen den Drähten, je mit der Breite $2\,d_0$. Dann fliegen durch den Abschnitt zwischen x und $x + dx$ insgesamt $dN \cdot dx/2\,nd_0$ Elektronen mit einer ursprünglichen Geschwindigkeit zwischen v und $v + dv$ (vgl. Abb. 155). Nach Durchgang durch das positive Gitter liegen die Geschwindigkeitskomponenten dieser Elektronen in einer Richtung senkrecht zur Gitterebene zwischen $v_1 + dv_1$. Es ist $v_1 = v\,(1 + x^2/D^2)^{-1/2}$ (vgl. Abb. 155). Folglich wird:

Abb. 186. Messung der Kontaktpotentiale P_k von Gitter 1 (Kurve 1) und von Gitter 4 (Kurve 2) gegenüber der Kathode bei einer Oktode EK2. Kurve 1 vertikal: Strom nach Gitter 1 in Mikroamp. bei einer Heizspannung von 0,89 V (normal 6,3 V) als Funktion der Spannung in Volt von Gitter 1 gegenüber der Kathode (horizontal). Die übrigen Elektroden haben normale Betriebsspannungen. Es ergibt sich $P_k = -0{,}74$ V. Kurve 2: Vertikal: Strom in Mikroamp. nach Gitter 4 bei einer Heizspannung von 2,12 V als Funktion der Spannung in Volt (horizontal) zwischen Gitter 4 und Kathode. Die übrigen Elektroden haben normale Betriebsspannungen. Es ergibt sich $P_k = 0{,}04$ V.

$$(65{,}7)\qquad \frac{dx \cdot dN}{2\,nd_0} = N\,\frac{m\,v}{k\,T}\,\exp\left(-\frac{mv^2}{2\,k\,T}\right) dv\,\frac{dx}{2\,nd_0} =$$

$$= N\,\frac{mv_1\,(1 + x^2/D^2)}{k\,T}\,\exp\left\{-\,mv_1^2\left(\frac{1 + x^2/D^2}{2\,k\,T}\right)\right\}\frac{dx \cdot dv_1}{2\,nd_0}.$$

Die Anzahl der Elektronen, deren senkrecht zur Gitterebene gerichtete Geschwindigkeiten nach Durchgang durch das Gitter zwischen v_1 und $v_1 + dv_1$ liegen, erhält man durch Integration über dx von $x = 0$ bis $x = d_0$ und darauf folgende Multiplikation mit $2\,nd_0$. Man zeigt leicht, daß für $mv_1^2 \gg 2\,kT$ (Anlaufstrombedingung) diese Integration als Funktion von v_1 wieder den Faktor $\exp(-\,mv_1^2/2\,kT)$ ergibt. Wenn hinter dem positiven Gitter der Anlaufstrom durch eine Anode aufgefangen würde, so folgt hieraus der gleiche Exponentialverlauf der An-

laufstromkennlinie wie bei einer Diode mit gleicher Kathode. Auch für den Anlaufstrom zu einem Gitter dürfte dieser Schluß gelten.

Schrifttum: *32, 33, 72, 74, 100, 139, 169, 240, 242, 243, 259, 260.*

§ 66. Messungen über V-Strecken in Oktoden und Leistungsverstärkerpentoden. Als erste Anwendung der Stromverteilungsvorgänge auf einer V-Strecke mit Raumladung betrachten wir eine Oktode. Das erste Gitter (vgl. Abb. 187) erhält bei einer Oktode eine Wechselspannung, wodurch die Spannung dieses Gitters z. B. gegenüber der Kathode etwa zwischen 1,5 V und —21,5 V schwankt. Gitter 2 (zwei seitliche Stäbe) beeinflußt den durch Gitter 1 hindurchfließenden Elektronenstrom nur wenig. Gitter 3 erhält z. B. gegenüber der Kathode eine Spannung von 70 V. Gitter 4 hat im Falle der maximalen Verstärkung durch die Oktode etwa —2 V gegen die Kathode. Gitter 5 ist mit Gitter 3 und Gitter 6 ist mit der Kathode verbunden. Die Anode hat z. B. 200 V gegen die Kathode. Wir betrachten nun die Strecke zwischen den Gittern 3 und 4. Wenn Gitter 1 stark negativ ist, kann die Stromverteilung auf dieser Strecke ohne Raumladung betrachtet werden. Für das Funktionieren der Oktode ist aber gerade diese Stromverteilung bei positiver Spannung des Gitters 1 wichtig (vgl. Teil I, § 22) und in diesem Fall muß die Raumladung auf dieser Strecke in Betracht gezogen werden. Bei der Oktode interessiert uns in erster Linie die Steilheit $S_4 = \partial I_a / \partial V_4$, wobei I_a der Anodenstrom und V_4 die Spannung von Gitter 4 ist. Es handelt sich darum, ein möglichst günstiges Verhältnis von S_4 zum Gesamtkathodenstrom I_k durch geeignete Konstruktion der Gitter zu erreichen. Der auf Gitter 5 treffende Strom ist ein von V_4 nahezu unabhängiger Bruchteil des Anodenstroms. Wir können den Strom I_a als Funktion von V_4 und vom Kathodenstrom I_k betrachten. Für die betreffende V-Strecke handelt es sich um die Kennlinien der Abb. 158, 159, 160, 161, 162, 164 und 176. Bei einem Meßexemplar der Röhrentype aus Abb. 187 waren folgende Spannungen angelegt: Gitter 2: 90 V, Gitter 3 und 5 je 70 V, Anode 200 V. Der gesamte Kathodenstrom wurde bei den Messungen von Abb. 188 durch Regeln der Spannung von Gitter 1 für jede Kurve konstant gehalten. Die Kurven der Abb. 188 zeigen einige Ähnlichkeit mit jenen der Abb. 160 und 161. Man bedenke, daß die Steuerspannung in der Fläche des Gitters 4 positiv ist. Der ins Auge springende Unterschied liegt darin, daß von Schleifenbildung bei hin- und zurücklaufender Messung, die in Abb. 160 infolge der Doppelwertigkeit der Raumladungs-

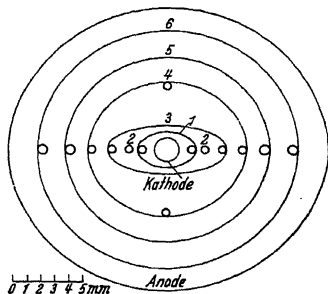



Abb. 187. Querschnitt durch das Gittersystem einer Oktode in einer Ebene senkrecht zur Systemachse. Die Gitter sind von der Kathode zur Anode fortlaufend numeriert.

zustände auftritt, in Abb. 188 nichts zu bemerken ist. Zur näheren Betrachtung berechnen wir zunächst, zu welchen Werten nach Abb. 161 und 162 die Kurven von Abb. 188 gehören. Die wirksame Oberfläche O des Gitters 3 zur Berechnung der Stromdichte i_0 aus Abb. 160 und 161 aus I_k: $i_0 = I_k/O$ ist etwa 2,7 cm², also wird i_0 für die Kurven 1 und 2 der Abb. 188 bzw. $5{,}5 \cdot 10^{-3}$ Ampcm^{-2} und $3{,}0 \cdot 10^{-3}$ Ampcm^{-2}. Der Abstand d zwischen Gitter 3 und 4 kann etwa gleich 0,3 cm gesetzt werden. Setzt man noch $P_1 = 70$ V, so wird $i_0 d^2/P_1^{3/2} = 0{,}36 \cdot 2{,}33 \cdot 10^{-6}$ für Kurve 1 von Abb. 188 und $= 0{,}20 \cdot 2{,}33 \cdot 10^{-6}$ für Kurve 2 von Abb. 188. Wir befinden uns also im Gebiet vom Diagramm 161. Bei diesen kleinen Werten von $i_0 d^2/P_1^{3/2}$ tritt im Diagramm (Abb. 161) keine Schleifenbildung mehr auf (vgl. § 64). In der Abb. 161 ist die Steilheit bei diesen Werten von i_0 konstant bis $i_2 = i_0$. Infolge abweichender Geschwindigkeitsstreuung ist dieser Übergang der Kurve in den horizontalen Teil in Abb. 188 stark abgeflacht. Es tritt daher eine größte Steilheit auf. Die Kurven (Abb. 188) sind für die Konstruktionsbestimmung der Oktode von großer Bedeutung. Die Punkte größter Steilheit der Abb. 188 sollen etwa mit $V_4 = -2$ V zusammenfallen, damit kein Gitterstrom nach Gitter 4 im Arbeitspunkt unter normalen Betriebsbedingungen auftritt. Zur Bestimmung des größten im Verlauf einer Periode der Wechselspannung am Gitter 1 der Oktode auftretenden Kathodenstromes I_k dient die Kurve der Abb. 189. Man sieht, daß es keinen Sinn hat, bei diesem Wert der Spannung von Gitter 4 mit I_k über 18 mA hinauszugehen, da I_a und damit $\partial I_a/\partial V_4$ dann nicht mehr zunehmen.

Abb. 188. Unterer Teil: Anodenstrom I_a (vertikal) einer Oktode (Abb. 187) als Funktion der Spannung von Gitter 4 (horizontal) bei einem Gesamtkathodenstrom I_k von 15 mA (Kurve 1) und von 8 mA (Kurve 2). Spannungen der Gitter sind: Gitter 3 und 5 je 70 V, Gitter 2: 90 V, Gitter 1 variabel zur Regelung von I_k. Oberer Teil: Steilheit (vertikal) in mA/V als Funktion von V_4 für die Kurven 1 und 2 des unteren Teiles. Anodenspannung 200 V.

Als zweite Anwendung der V-Strecke mit Raumladung betrachten wir die Schirmgitter-Anodenstrecke einer Leistungsverstärkerröhre, und zwar einer Pentode. Die wirksame Oberfläche des Schirmgitters kann für einen praktischen Fall (Abb. 190) etwa auf $1{,}6 \cdot 2{,}6 = 4{,}16$ cm² geschätzt werden. Der Abstand Schirmgitter—Fanggitter ist etwa 0,15 cm, der Abstand Fanggitter—Anode etwa 0,25 cm. In Abb. 190 sind drei gemessene Kurven des Stromes nach der Anode als Funktion des Gesamt-

kathodenstromes bei einer Schirmgitterspannung von 250 V gezeichnet. Diese Kurven müssen mit den Kurven in Abb. 181 verglichen werden. Der gerade ansteigende Teil der drei Kurven in Abb. 190 sollte im Maßstab der Abb. 181 unter 45° verlaufen, wenn das Schirmgitter keinen Strom aufnehmen würde und wenn alle Elektronen, die durch das Schirmgitter hindurchgeflogen sind, auch zur Anode gelangen würden. Daß letzteres nicht der Fall ist, geht aus Abb. 190 hervor, weil die Kurven für verschiedene Anodenspannungen nicht zusammenfallen. Es kehren aus dem Schirmgitter-Anodenraum noch Elektronen zum Schirmgitter zurück. Es sind dies Elektronen, deren Geschwindigkeit infolge Geschwindigkeitsstreuung in Volt mehr unter dem Wert der Schirmgitterspannung liegt, als die Anodenspannung beträgt.

Abb. 189. Anodenstrom I_a einer Oktode (vertikal) bei einer Spannung des Gitters 4 von —2 V als Funktion des Kathodenstroms I_k (horizontal). Spannungen der übrigen Gitter wie in Abb. 188.

In Abb. 191 sind einige Kurven gezeichnet, die mit den Kurven der Abb. 158, 159, 160, 161, 162, 164 und 176 verglichen werden müssen. Bei einer Schirmgitterspannung von 250 V, einem Anodenstrom I_a von 100 mA und einem etwa ebenso großen Kathodenstrom I_k ist die Größe γ der genannten Abbildungen etwa gleich 0,056. Hierbei ist für d (vgl. §§ 63 und 64) der Abstand Schirmgitter-Fanggitter also 0,15 cm eingesetzt. Wenn man für d den Abstand Schirmgitter-Anode annimmt, wird γ etwa 0,5. Wir befinden uns also in einem Gebiet der Kurven aus den Abb. 158, 159, 160, 161, 162, 164 und 176, in dem keine Doppelwertigkeit auftritt. Der Verlauf aller Kurven in Abb. 191 ist jenem der Kurven in Abb. 161 analog. Infolge der Abweichung der Geschwindigkeitsverteilung, welche in Wirklichkeit auftritt, von jener, die der Abb. 161 zugrunde liegt, sind die Übergänge in den horizontalen Teil der Kurven in Abb. 191 abgerundet.

Abb. 190. Anodenstrom I_a (mA) (vertikal) als Funktion des gesamten Kathodenstromes I_k in mA (horizontal) für eine Leistungsverstärkerpentode bei einer Schirmgitterspannung von 250 V, mit dem Fanggitter an die Kathode gelegt. Kurve 1: Anodenspannung 30 V, Kurve 2: Anodenspannung 20 V, Kurve 3: Anodenspannung 10 V.

Für die Dimensionierung des Schirmgitter-Anodenraumes einer Lei-

stungsverstärkerpentode sind die in den Abb. 177 und 178 enthaltenen Daten von grundlegender Bedeutung. Wir lassen zunächst das Fanggitter fort und betrachten die Schirmgitter-Anodenstrecke, die der V-Strecke in § 64 entspricht. Bei sehr kleinen γ-Werten gegenüber 1, wie sie meistens bei Pentoden dieser Art auftreten, ist das Potentialminimum bei kleinen Anodenspannungen nach der Abb. 178 auf der Anode gelegen oder dicht vor der Anode. Dieses Potentialminimum kann, wenn es nicht mit der Anodenfläche zusammenfällt, dazu benutzt werden, die von der Anode emittierten Sekundärelektronen wieder zur Anode zurück-

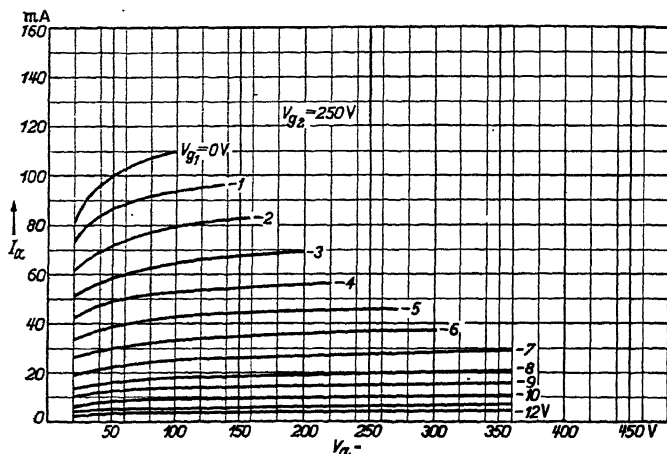



Abb. 191. Anodenstrom (vertikal) als Funktion der Anodenspannung (horizontal) bei 250 V Schirmgitterspannung und verschiedenen Spannungen des Steuergitters. Röhre: Leistungsverstärkerpentode von Abb. 190.

zuschicken. Man kann das Potential im Minimum durch Anordnung eines weitmaschigen Fanggitters so tief herabdrücken, daß dieses Ziel mit Sicherheit erreicht wird. Das Fanggitter kann für die Betriebsbedingungen der V-Strecke möglichst wenig störend gestaltet werden, wenn es sich ungefähr an der Stelle des Potentialminimums befindet, d. h. dicht vor der Anode. Bei modernen Pentoden dieser Art (vgl. Teil 1 § 51) ist das Fanggitter nach dieser Regel dimensioniert.

Schrifttum: *138*, *243*, *248*, vgl. auch § 65 und § 76.

§ 67. Berechnungen und Messungen dynamischer Röhrenkapazitäten. In den §§ 61 und 62 wurden die elektrostatischen Röhrenkapazitäten betrachtet. Im Betriebszustand treten Änderungen dieser elektrostatischen Kapazitäten als Folge der Raumladung auf. Die linearen Gleichungen am Anfang von § 61 müssen durch nicht-lineare Gleichungen ersetzt werden. Wir bezeichnen die entstehenden Werte allgemein als „dynamische“ Kapazitäten.

Als ersten Fall betrachten wir eine ebene Triode, deren Gitter ein negatives Potential gegen die Kathode aufweist, wodurch keine Elektronen auf das Gitter gelangen können. Der Abstand der Gitterebene von der Anode soll zunächst klein sein, gemessen am Abstand zwischen Kathode und Gitterebene. Hierdurch brauchen wir zunächst nur die Raumladungswirkung auf der Strecke Kathode—Gitter in Betracht zu ziehen. Als Kathode-Gitter-Kapazität definieren wir die Änderung der Ladung auf dem Gitter bei einer kleinen Änderung des Gitterpotentials gegen die Kathode. Das effektive Potential in der Gitterebene soll durch die Wirkung des positiven Anodenpotentials positiv gegen die Kathode sein, damit ein Elektronenstrom von der Kathode zur Anode fließt.

Die vom Kathoden-Gitterraum herrührende Ladung Q des Gitters ist proportional zur Feldstärke $\partial P/\partial x$ in der Gitterebene an der Kathodenseite, wobei P das Potential der Gitterebene in bezug auf die Kathode und x die Koordinate senkrecht zu dieser Ebene bezeichnen [Gaußscher Satz, vgl. § 55, sowie die Ableitung der Gl. (62,1)]:

$$3{,}6\,\pi\ 10^{12}\,Q = \frac{O\,\partial P}{\partial x}. \tag{67,1}$$

Die Ladung Q ist in Coulombs und $\partial P/\partial x$ in Vcm^{-1} ausgedrückt, während O die Oberfläche der ebenen Triode in cm^2 bezeichnet. Im elektrostatischen Fall ist $\partial P/\partial x = P/x_0$, wenn mit x_0 der Abstand Kathode—Gitter und mit P die Potentialdifferenz zwischen Kathode und Gitter bezeichnet wird. Im Raumladungsfall gilt nach Gl. (59,1):

$$P + P_k = 5{,}68 \cdot 10^3 \cdot (x - d)^{4/3}\, i^{2/3}, \tag{67,2}$$

wobei i die Stromdichte, d den Abstand Kathode—Potentialminimum und P_k die Potentialdifferenz zwischen Kathode und Potentialminimum bezeichnen. Aus Gl. (67,2) ergibt sich am Gitter:

$$\frac{\partial P}{\partial x} = \frac{4}{3}(P + P_k)\,(x_0 - d)^{-1}. \tag{67,3}$$

Bezeichnen wir die elektrostatische Kapazität zwischen Kathode und Gitter mit C_k (kalte Kathode) und die Kapazität im Raumladungsfall mit C_w (warme Kathode), so folgt aus Gl. (67,3), wenn man C_w gleich dQ/dP und C_k gleich $O/3{,}6\pi\cdot 10^{12}\cdot x_0$ setzt:

$$\frac{C_w}{C_k} = \frac{4}{3}\left(1 - \frac{d}{x_0}\right)^{-1}. \tag{67,4}$$

Wenn das Potentialminimum sehr nahe an die Kathode heranrückt [bei großen Stromdichten i vgl. Gl. (58,3)] wird $C_w/C_k = 4/3$. Für sehr kleine Stromdichten, d. h. wenn d vergleichbar mit x_0 wird, gilt die Näherungsgleichung (67,4) nicht mehr, da auch die Gl. (59,1) ihre Gültigkeit verliert. Als Zahlenbeispiel sei die Kathodentemperatur 1150° absolut, $P_k = 0{,}45$ V, $i = 10\ \mathrm{mAcm}^{-2}$, $d = 0{,}0054$ cm, $x_0 = 0{,}1$ cm. Dann wird $C_w/C_k = 1{,}06 \cdot 4/3$. Der Wert $(C_w - C_k)/C_k$, d. h. die relative Kapazitätsänderung, kann bei modernen Röhren, die oft als Röhren mit nahezu

ebener Kathode behandelt werden können, 0,5 bis 0,6 betragen. Er steigt bei zunehmender Kathodentemperatur (d nimmt zu).

Eine zur obigen völlig analoge Rechnung kann für den zylindrischen Fall durchgeführt werden. Wir gehen von Voraussetzungen über die gegenseitige Lage von Kathode, Gitter und Anode aus, die den obengenannten ganz analog sind. Wenn wir den zum Gitter gehörigen Radius r_0 nennen, so folgt aus Gl. (59,6):

$$P_k = 5{,}68 \cdot 10^3 \left(\frac{I_a}{O}\right)^{2/3} (r^2_0\, \beta^2)^{2/3}. \tag{67,5}$$

Hierbei sind die Potentialbezeichnungen die gleichen wie im ebenen Fall, I_a ist der Anodenstrom (Amp) und O die Oberfläche des Gitterzylinders (cm²). Wir beschränken uns auf den Fall, daß das Potentialminimum sehr nahe der Kathode liegt und erhalten dann die Funktion β^2 von r_0/r_k (r_k = Kathodenradius) aus Abb. 132. Durch eine numerische Berechnung entsteht für $(C_w - C_k)/C_k = f\,(r_0/r_k)$ die in Abb. 192 gezeichnete Kurve. Die Funktion $f(r_0/r_k)$ ergibt für $r_0 \to r_k$ den Wert 1/3, wie im ebenen Fall. Bei einem zylindrischen System kann also $(C_w - C_k)/C_k$ bedeutend größer sein als bei einer ebenen Anordnung.

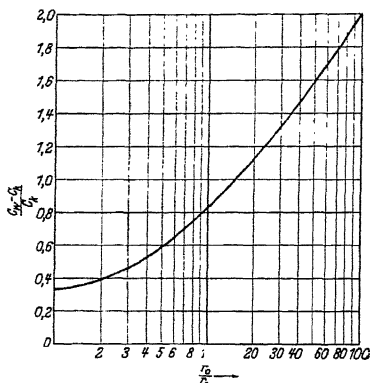



Abb. 192. Relative Kapazitätszunahme des Kathoden-Gitterraumes durch Raumladung in einer zylindrischen Triode. C_w Kapazität Gitter-Kathode in Betriebszustand (bei warmer Kathode), C_k dieselbe Kapazität bei kalter Kathode. Horizontal: Radius r_0 der Gitterzylinderfläche dividiert durch Radius r_k der Kathode.

Wir betrachten jetzt die Gitter-Anodenstrecke einer ebenen Triode, lassen die Bedingung, daß diese Strecke kurz ist, fallen und legen eine Koordinate y senkrecht zur Gitter- und Anodenebene, wobei y in der Gitterebene den Wert Null und in der Anodenebene den Wert y_0 hat. Die Potentialverteilung zwischen Gitter und Anode soll für die Berechnung der Elektronengeschwindigkeit [Gl. (67,6)] mit dem elektrostatischen Potentialverlauf zusammenfallen, d. h. linear vom Wert P in der Gitterebene zum Wert P_a an der Anode ansteigen. Wir berechnen wieder die Ladung, welche die auf dieser Strecke vorhandenen Elektronen auf dem Gitter induzieren. An der Stelle y befinde sich die räumliche Ladungsdichte $l(y)$ (Coulombcm⁻³), während die Stromdichte i (Amp cm⁻²) beträgt. Die auf dem Gitter induzierte Flächenladungsdichte q (Coulombcm⁻²) wird:

$$= \int l(y)\, \frac{y_0 - y}{y_0}\, dy\,. \tag{67,5}$$

Die hier benutzte Formel für die Influenzladungen auf zwei leitenden Ebenen (Gitterebene und Anodenebene), die durch eine Punktladung zwischen den Ebenen erzeugt werden, kann leicht abgeleitet werden, wenn man letztere Ladung gleichmäßig über eine parallele Ebene verschmiert. Für die Ladungsdichte $l(y)$ kann Stromdichte i dividiert durch Elektronengeschwindigkeit v gesetzt werden und für v gilt:

(67,6) $$m v^2 = 2\,e P + 2\,e\,\frac{P_a - P}{y_0}\cdot y\,.$$

Aus den Gl. (67,5) und (67,6) ergibt sich:

(67,7) $$\begin{aligned} q &= \int_0^{y_0} i \left\{ 2\,\frac{e}{m}\left(P + \frac{P_a - P}{y_0}\,y\right)\right\}^{-1/2} \frac{y_0 - y}{y_0}\,dy = \\ &= \frac{4}{3}\,\frac{i\,y_0}{\left(2\,\frac{e}{m}\,P_a\right)^{1/2}} \left\{1 - \frac{3}{2}\left(\frac{P}{P_a}\right)^{1/2} + 2\,\frac{P}{P_a} + \dots\right\}, \end{aligned}$$

wobei im Klammerausdruck nach Potenzen von $(P/P_a)^{1/2}$ entwickelt worden ist. Für die Stromdichte i gilt nach Gl. (55,6):

(67,8) $$i = \frac{\left(8\,\frac{e}{m}\right)^{3/2}}{36\,\pi}\,\frac{P^{3/2}}{x_0^2}\,,$$

wobei x_0 den Abstand Kathode—Gitterebene bezeichnet. Einsetzen von Gl. (67,8) in Gl. (67,7) ergibt einen Wert für $\partial q/\partial P$. Hieraus ergibt sich für die Änderung ΔC_g der „kalten" Gitteranodenkapazität C_g als Folge der Raumladung zwischen Gitter und Anode in erster Näherung der Wert:

(67,9) $$\frac{\Delta C_g}{C_k} = \frac{8}{9}\,\frac{y_0}{x_0}\left(\frac{P}{P_a}\right)^{1/2}$$

Hierbei ist, wie oben, C_k die „kalte" Gitterkathodenkapazität:

$$C_k = O\,.\,(3{,}6\,\pi\,10^{12}\,x_0)^{-1}\,.$$

Offenbar verschwindet diese Kapazitätsänderung bei verschwindendem Abstand Anode—Gitter.

Wir denken uns an das Gitter der Triode eine Wechselspannung gegen die Kathode gelegt. Insgesamt sind die Gitterkathodenkapazität und die Gitteranodenkapazität, wenn die Anode keine Wechselspannung gegen die Kathode aufweist, parallel geschaltet, d. h. die gesamte Eingangskapazität der Triode (Kapazität gemessen für die angelegte Gitterwechselspannung) ist gleich der Summe von Gitterkathoden- und Gitteranodenkapazität. Die gesamte Änderung ΔC_e der „kalten" Eingangskapazität C_e der Triode vom kalten zum Betriebszustand ist somit:

(67,10) $$\frac{\Delta C_e}{C_e} = \frac{C_w - C_k + \Delta C_g}{C_k + C_g} = \left\{\frac{1}{3}\left(1 + 4\,\frac{d}{x_0}\right) + \frac{8}{9}\,\frac{y_0}{x_0}\left(\frac{P}{P_a}\right)^{1/2}\right\}.\,C_k\,.$$
$$.\,(C_k + C_g)^{-1}.$$

Bei den obigen Berechnungen ist das Potential P in der Gitterebene konstant angenommen worden. Wenn dies nicht mehr mit genügender Näherung zutrifft, können wir wie in § 60 vorgehen und in einfacher Weise den Einfluß der Inselbildung auf die Eingangskapazitätsänderung abschätzen. Wie in § 60 (vgl. Abb. 142) setzen wir für das Gitterpotential in der Öffnung zwischen zwei Gitterstäben im Fall einer ebenen Triode: $P = a + bf(z)$, wobei die dimensionslose Größe $f(z)$ eine periodische Funktion vom betrachteten Punkt der Öffnung ist (Abb. 142). Wenn wir, wie im § 60, annehmen, daß die gesamte Triode aus der Parallelschaltung unabhängiger, infinitesimaler Teile besteht, können wir schließen, daß nur jene Teile Strom liefern und somit für die Kapazitätsänderung in Betracht kommen, für die P positiv ist. Da stets $f(z) > -1$ ist, so trägt die ganze Triode zur Kapazitätsänderung bei, wenn $a > b$ ist (a und b sind beide positiv). Wenn aber $a \leq b$ ist, so trägt vom ganzen Kathodengitterraum der Triode nur der Teil $(a+b)/2b$ zur Kapazitätsänderung bei. Diese Änderung wird also an Stelle von Gl. (67,4):

Abb. 193. Relative Kapazitatszunahme des Kathoden-Gitterraumes einer ebenen Triode mit Inselbildung (ausgezogene Kurve) und ohne Inselbildung (gestrichelt). C_w Kapazität Gitter-Kathode in Betriebszustand. C_k dieselbe Kapazität bei kalter Kathode. Das Gitterpotential wird in einer Gitteröffnung dargestellt durch $P = a + b \cdot (1 - 4\,|z|)$, wobei z in der Mitte der Öffnung gleich Null und auf den Gitterstäben gleich 1/2 ist. Horizontale Achse der Figur ist der Potentialteil a, der direkt mit der negativen Gitterspannung zusammenhängt.

$$(67{,}4\text{a})\qquad \frac{C_w}{C_k} = \frac{4}{3}\,\frac{a+b}{2b}\left(1 + \frac{d}{\ }\right.$$

In Abb. 193 ist der Verlauf von $(C_w - C_k)/C_k$ als Funktion von a, d. h. von der negativen Gitterspannung, dargestellt worden für $d = 0$.

Auch bei der Kapazitätsänderung des Gitteranodenraumes können wir den Einfluß der Inselbildung in Betracht ziehen, wobei wieder das Gitterpotential durch die oben benutzte Funktion dargestellt werden kann. Wir können den mittleren Wert von $P^{1/2}$ [vgl. Gl. (67,10)] aus der Formel $P = a + bf(z)$ berechnen. Es ergeben sich an Stelle von Gl. (67,10) die Formeln:

$$(67{,}10\text{a})\qquad \Delta C_e = \frac{1}{3}\,C_k\,\frac{a+b}{2b}\left(1 + 4\frac{d}{x_0}\right) + \frac{8}{9}\,\frac{y_0}{x_0}\,C_k\,P_a{}^{-1/2}\,\frac{1}{3}\cdot\frac{(a+b)^{3/2}}{b} \qquad \text{für } a \leq b$$

und

$$(67{,}10\text{b})\qquad \Delta C_e = \frac{1}{3}\,C_k\left(1 + 4\frac{d}{x_0}\right) + \frac{8}{9}\,\frac{y_0}{x_0}\,C_k\,P_a{}^{-1/2}\,a^{1/2} \quad \text{für } a > b\,.$$

Es zeigt sich nach Gl. (67,10a), daß für den Fall, daß $a \leq b$ ist, die Kapazitätsänderung ΔC_e viel weniger stark von P abhängt als für den Fall, daß $a > b$ ist [Gl. (67,10b)].

In Abb. 194 zeigen wir gemessene Kapazitätsänderungen einer Triode

bei zwei Werten der Heizspannung, wobei der aus Gl. (67,4) folgende Schluß, daß $C_w - C_k$ mit der Kathodentemperatur zunimmt, bestätigt wird. Die Größenordnung der Kapazitätsänderung, nämlich etwa 0,5 C_k (vgl. Abb. 194, obere Kurve), ist ebenfalls in Übereinstimmung mit der Berechnung, da C_k etwa 3,2 pF ist.

Aus Gl. (67,10a) und (67,10b) kann, wie wir jetzt zeigen, geschlossen werden, daß ΔC_e unter sonst gleichen Bedingungen (x_0, d, y_0, P_a) kleiner wird, wenn der Abstand zwischen zwei benachbarten Gitterstäben größer ist. Denn in diesem Fall wird b im Vergleich zu a größer und gehen wir von Gl. (67,10b) zu Gl. (67,10a) über. Man wähle in Gl. (67,10b) $a \gg b$ und in Gl. (67,10a) $a \ll b$, dann geht aus diesen Gleichungen hervor, daß der erste Summand von ΔC_e im letzten Fall kleiner ist als im zuerst genannten. Den zweiten Summanden von ΔC_e betrachten wir in den beiden Gl. (67,10a) und (67,10b) bei gleichem Strom I_a unter Benutzung der Gl. (60,3a) und (60,5). Es ist:

Abb. 194. Ordinate: Gemessene Änderung ΔC_e der Eingangskapazität C_e einer Triode in pF als Funktion des Anodenstroms (Abszisse) in mA, geregelt durch die Gitterspannung. Obere Kurve bei 4 V Heizspannung (normaler Betriebswert). Untere Kurve bei 2 V Heizspannung. Die „kalten" Kapazitäten dieser Röhre sind: $C_e = 4{,}9\,pF$, $C_{ag} = 1{,}7\,pF$, $C_k = 4{,}9 - 3{,}2\,pF$. Anodenspannung ist für beide Kurven 150 V.

$$\text{für } a \gg b\colon\ I_a = K a^{3/2};$$

$$\text{für } a < b\colon\ I_a = \frac{1}{5} K (a + b)^{5/2} b^{-1}.$$

Folglich gilt:

$$\text{(67,11)}\qquad \text{für } a \gg b\colon\ \Delta C_e = \frac{1}{3} C_k \left(1 + 4 \frac{d}{x_0}\right) + \frac{8}{9} \frac{y_0}{x_0} C_k P_a^{-1/2} \left(\frac{I_a}{K}\right)^{1/3};$$

$$\text{(67,12)}\qquad \left|\begin{aligned} &\text{für } a < b\colon\ \Delta C_e = \frac{1}{3} C_k \left(1 + 4 \frac{d}{x_0}\right) \frac{1}{2} \left(\frac{5 I_a}{K}\right)^{2/5} b^{-3/5} + \\ &\qquad + \frac{8}{9} \frac{y_0}{x_0} C_k P_a^{-1/2} \frac{1}{3} \left(\frac{5 I_a}{K}\right)^{3/5} b^{-2/5}. \end{aligned}\right.$$

In Gl. (67,12) wird ΔC_e bei gleichem Strom I_a kleiner, wenn b größer wird. Bei zylindrisch gewickelten Spiralgittern mit Inselbildung [im Falle der Gl. (67,12)] kann das oben Gesagte dahin formuliert werden, daß ΔC_e bei größerer Ganghöhe unter gleichen Bedingungen (x_0, d, y_0, P_a) und bei gleichem Anodenstrom I_a kleiner wird.

Der Fall variabler Ganghöhe entlang dem Gitter (vgl. § 60) kann in einfacher Weise durch Näherungsberechnung behandelt werden. Wir begnügen uns mit dem allgemeinen Ergebnis, daß ΔC_e bei variabler Ganghöhe unter gleichen Bedingungen (x_0, d, y_0, P_a, I_a) kleiner sein muß als bei konstanter Ganghöhe, welche gleich der kleinsten Ganghöhe

des variablen Falles ist. Als Beispiel betrachten wir zwei Hochfrequenz-Verstärkerpentoden. Bei der Behandlung der Eingangskapazitätsänderung von Pentoden können wir uns auf die Betrachtung der Kathoden-Steuergitterstrecke und der Steuergitter-Schirmgitterstrecke beschränken. Das Schirmgitterpotential tritt dabei an die Stelle des Anodenpotentials der oben behandelten Triode. Die beiden Röhren der Abb. 195 haben die gleiche Kathode, die gleichen Abstände Kathode—Steuergitter, Steuergitter—Schirmgitter und die gleichen Schirmgitterpotentiale. Bei der Röhre AF 7 ist das Steuergitter aus Draht von 60 μ Dicke mit einer Ganghöhe von 0,33 mm gewickelt. Bei der Röhre AF 3 ist das Steuergitter aus Draht von 100 μ Dicke, mit einer Ganghöhe, die zwischen 0,43 mm und 1,16 mm variiert, gewickelt. Aus den Kurven der Abb. 195 ist deutlich zu ersehen, daß ΔC_e bei demselben Anodenstrom und derselben Schirmgitterspannung für die Röhre AF 7 viel größer ist als für die Röhre AF 3. Aber auch bei einer Einstellung der zwei Röhren auf ungefähr gleiche Steilheit (2,0 mA/V), der bei der AF 3 etwa 9 mA Anodenstrom und bei der AF 7 etwa 3 mA Anodenstrom entspricht, ist ΔC_e für die Röhre AF 3 kleiner als für die Röhre AF 7. Auch die Proportionalität des zweiten Summanden von ΔC_e mit $P_a^{-1/2}$, wobei P_a in unserem Falle die Schirm-

Abb. 195. Vergleich der gemessenen Eingangskapazitatsanderungen ΔC_e fur die Pentoden AF 7 und AF 3. Vertikal: Anodenstrom I_a mA geregelt durch die Steuergitterspannung. Horizontal: Kapazitatsanderung ΔC_e (pF). Anodenspannung beider Rohren 250 V. Die Kurven gelten für verschiedene Schirmgitterspannungen, die (in V) bei den Kurven angegeben sind. Das [illegible] der Kathode verbunden. Die Eingangskapazi[illegible] C_e [illegible] beträgt im kalten Zustand $C_e = 6{,}1$ pF.

Abb. 196. Eingangskapazitätsänderung ΔC_e (vertikal) in pF als Funktion der Schirmgitterspannung V_2 in Volt (horizontal) fur [illegible] AF 7 bei I_a = 2 mA (vgl. Abb. 195). Punkte gemessen. Kurve berechnet aus $\Delta C_e = 0{,}22 + 10\, V_2^{-1/2}$ pF. Bestatigung der Proportionalitat des zweiten Summanden von ΔC_e mit $V_2^{-1/2}$.

gitterspannung ist, wird durch die Abb. 196 ungefähr bestätigt. Wir wählen die Röhre AF 7 bei $I_a = 2$ mA und finden (vgl. Abb. 196), daß eine aus $\Delta C_e = 0{,}22 + 10\, P_a^{-1\,2}$ berechnete Kurve sich den Messungen gut anschmiegt.

Zum Schluß dieses Paragraphen sei bemerkt, daß die Röhrenkapazitäten im Betriebszustand nur sehr wenig von der Frequenz abhängen. Die dynamischen Röhrenkapazitäten können in dieser Beziehung, wie aus Messungen (vgl. Teil I, § 12) hervorgeht, bis etwa 100 Megahertz als konstant betrachtet werden.

Schrifttum: *15, 16, 30, 142, 203, 212, 238, 244, 245.*

Abschnitt V.

Das Verhalten der Elektronenröhren im Kurzwellengebiet.

§ 68. Die charakteristischen Röhrenadmittanzen im Kurzwellengebiet

Bei der Definition der charakteristischen Admittanzen von Verstärkerröhren gehen wir von einem Vierpolersatzschaltbild aus, wobei nur Wechselspannungen und Wechselströme (Effektivwerte) berücksichtigt werden. Die Eingangswechselspannung sei $\mathfrak{e}_g$, der Eingangswechselstrom $\mathfrak{i}_g$, die Ausgangswechselspannung $\mathfrak{e}_a$, der Ausgangswechselstrom $\mathfrak{i}_a$ (Teil I, Abb. 25). Unter Benutzung der bei Wechselstromaufgaben für sinusförmige Ströme und Spannungen als Funktionen der Zeit üblichen komplexen Schreibweise sind hierbei $\mathfrak{e}_g$, $\mathfrak{i}_g$, $\mathfrak{e}_a$ und $\mathfrak{i}_a$ komplex gedacht. Zwischen diesen Größen bestehen die Gleichungen:

$$\begin{aligned} \mathfrak{i}_a &= \mathfrak{A}\,\mathfrak{e}_g + \mathfrak{B}\,\mathfrak{e}_a\,; \\ \mathfrak{i}_g &= \mathfrak{C}\,\mathfrak{e}_g + \mathfrak{D}\,\mathfrak{e}_a\,. \end{aligned} \tag{68,1}$$

In diesen Gleichungen sind die Größen $\mathfrak{A}$, $\mathfrak{B}$, $\mathfrak{C}$ und $\mathfrak{D}$, welche der Dimension nach Admittanzen sind, ebenfalls komplex. Wir wenden uns jetzt der genaueren Betrachtung dieser Größen zu, wobei es sich um eine Erweiterung und Präzisierung der Überlegungen von § 11 handelt. Diese Admittanzen, die wir als die vier charakteristischen Röhrenadmittanzen bezeichnen, haben für niedrige Frequenzen (z. B. 1000 Hz) der Wechselströme und Wechselspannungen einfache Bedeutungen. Um dies einzusehen, schließen wir zunächst den Vierpol an der Ausgangsseite kurz (d. h. $\mathfrak{e}_a = 0$). Aus der ersten Gl. (68,1) geht dann hervor, daß $\mathfrak{A}$ die Steilheit der Verstärkerröhre ist. In der zweiten Gl. (68,1) bezeichnen wir $\mathfrak{C}$, das Verhältnis von Eingangsstrom zu Eingangsspannung, als Eingangsadmittanz. Diese Admittanz kann als Parallelschaltung eines Widerstandes (des Eingangswiderstandes) R_e mit einer Kapazität (der Eingangskapazität) C_e betrachtet werden: $\mathfrak{C} = 1/R_e + j\omega C_e$, wobei $j = +\sqrt{-1}$ und ω die Kreisfrequenz ist. Die Größenordnung von C_e ist etwa 10 pF.

Es hängt nun ganz von der betrachteten Frequenz ab, ob der reelle oder der imaginäre Teil von $\mathfrak{E}$ überwiegt. Im Arbeitspunkt normaler Hochfrequenz-Verstärkerröhren liegt R_e bei 1000 Hz in der Größenordnung $10^7\,\Omega$. Wenn wir die Eingangsseite des Vierpols kurzschließen, wodurch $\mathfrak{e}_g = 0$ wird, ersehen wir aus der ersten Gl. (68,1) die Bedeutung von $\mathfrak{B}$, die wir, als Verhältnis von Ausgangsstrom zu Ausgangsspannung für diesen Fall, als Ausgangsadmittanz bezeichnen. Diese Ausgangsadmittanz $\mathfrak{B}$ ist wieder als Parallelschaltung eines Ausgangswiderstandes R_a und einer Ausgangskapazität C_a aufzufassen: $\mathfrak{B} = 1/R_a + j\omega C_a$. Die Größenordnung von C_a ist die gleiche wie die von C_e, jene von R_a ist bei normalen Hochfrequenzpentoden $10^6\,\Omega$, bei 1000 Hz. Die Größe $\mathfrak{D}$ bestimmt, in welcher Weise die Ausgangsspannung $\mathfrak{e}_a$ einen Eingangsstrom $\mathfrak{i}_g$ erzeugt und wird als Rückwirkungsadmittanz bezeichnet. Sie kann für alle Frequenzen bis etwa 5 MHz durch eine konstante Kapazität: $\mathfrak{D} = j\omega C_{ag}$ dargestellt werden. Die Größenordnung von C_{ag} ist bei Trioden einige pF und bei Hochfrequenzpentoden einige Tausendstel pF.

Wir können die Messung der vier Admittanzen der Gl. (68,1) bei einer Röhre mit ungeheizter Kathode („kalt") und bei einer Röhre mit geheizter Kathode („warm") bei normalen Betriebsspannungen im Arbeitspunkt (vgl. § 2) vornehmen. Die betreffenden Admittanzwerte unterscheiden wir durch den Zeiger k, z. B. $\mathfrak{A}_k$, und den Zeiger w, z. B. $\mathfrak{A}_w$. Die Differenz der warmen und der kalten Admittanzen bezeichnen wir als „aktive" Admittanzen, z. B. $\mathfrak{A}_w - \mathfrak{A}_k = \mathfrak{A}_{akt}$.

Der aktive Teil der Admittanzen hängt direkt mit dem Betrieb einer Röhre als Verstärker zusammen. Da namentlich im Kurzwellengebiet dieser „aktive" Teil der charakteristischen Röhrenadmittanzen in den meisten Fällen weitaus größer ist als der „kalte" Teil, werden wir uns in erster Linie mit diesen aktiven Admittanzen beschäftigen. Wir beantworten zunächst allgemein die Frage: „Wie hängen die aktiven Admittanzen von der Frequenz ab?" Wir können zwei Ursachen für eine Frequenzabhängigkeit dieser Admittanzen angeben. 1. Bei höheren Frequenzen können Elemente der Vierpolschaltung, die bei niedrigen Frequenzen vernachlässigt werden können, in bezug auf die übrigen Elemente beträchtlicher werden und einen Beitrag zu den aktiven Vierpoladmittanzen liefern. Solche Elemente sind z. B. Induktionskoeffizienten der Zuleitungen zwischen Röhrenanschluß am Sockel und Röhrenelektrode im Vakuumkolben, Kapazitäten zwischen den Elektroden. 2. Bei höheren Frequenzen sind die Zeiten, welche die Elektronen zum Durchlaufen der Strecken zwischen den Elektroden in der Röhre brauchen, nicht mehr vernachlässigbar kurz, gemessen an einer Periode der Wechselspannung. Diese endlichen Laufzeiten können ebenfalls die aktiven Röhrenadmittanzen beeinflussen. Durch beide Ursachen gelangt die Kreisfrequenz ω in der Kombination $j\omega$, und nur in dieser Kombination, in die Formeln für die aktiven Admit-

tanzen. Man kann dies so begründen, daß die erste Ursache der Einschaltung von Impedanzen an irgendwelchen Stellen der Vierpolschaltung gleichkommt. In solchen Impedanzen tritt die Frequenz nur in der Kombination $j\omega$ auf. Bei der zweiten Ursache gelangt die Elektronenlaufzeit t zwischen irgend zwei Röhrenelektroden in dem Produkt $j\omega t$ in die Formeln. Wir betrachten als Beispiel die aktive Eingangsadmittanz $\mathfrak{E}_{akt}$ und setzen:

$$\mathfrak{E}_{akt} = \frac{1}{R_{e\,akt}} + j\omega C_{e\,akt}\,.$$

Durch die Reihenentwicklung:

$$\mathfrak{E}_{akt} = A_0 + A_1\,(j\omega) + A_2\,(j\omega)^2 + \ldots, \tag{68,2}$$

wobei A_1, A_2 ... reelle Größen sind, entstehen für $1/R_{e\,akt}$ und $C_{e\,akt}$ durch Trennen der reellen und imaginären Teile in Gl. (68,2) die Formeln:

$$\begin{aligned} \frac{1}{R_{e\,akt}} &= A_0 - A_2\,\omega^2 + A_4\omega^4 + \\ C_{e\,akt} &= A_1 - A_3\,\omega^2 + A_5\omega^4 + \end{aligned} \tag{68,3}$$

In Worten lautet dieses allgemeingültige Ergebnis: Die reellen und die durch ω dividierten imaginären Teile der aktiven Admittanzen sind gerade Funktionen der Frequenz.

Wir bemerken an dieser Stelle, daß dieses Ergebnis nur für die aktiven Admittanzen gilt und im allgemeinen nicht für die kalten und für die warmen Admittanzen. Bei den kalten und somit auch bei den warmen Admittanzen können z. B. dielektrische Verluste in den Röhrenisolationsmaterialien einen Frequenzgang verursachen, der keine gerade Funktion der Frequenz ist. Die Röhrentemperatur ist im allgemeinen niedrig genug, damit keine Änderungen solcher Verluste vom kalten zum warmen Zustand auftreten. Wenn solche Änderungen wohl auftreten und einen meßbaren Einfluß haben, kann auch der Frequenzgang der reellen und der durch ω dividierten imaginären Teile der aktiven Admittanzen von einer geraden Funktion abweichen.

Schrifttum: *15, 16, 181, 238, 280, 283, 284, 288, 293.*

§ 69. Formeln für und Messungen über die Kurzwellenadmittanzen. Auf theoretischem Wege sind für die vier aktiven Admittanzen Formeln aufgestellt worden, welche die in ihren Reihenentwicklungen nach der Frequenz auftretenden Koeffizienten [wie A_2, A_3 in Gl. (68,3)] explizite in Abhängigkeit der Röhrengrößen angeben. Wir geben diese Formeln unter kurzer Andeutung der komplizierten Ableitungen wieder und zwar

für den Fall von Hochfrequenzpentoden. Die aktive Ausgangsadmittanz $\mathfrak{B}_{akt}$ wird:

$$(69,1)\quad \left\{\begin{aligned} \mathfrak{B}_{akt} &= \frac{1}{R_i} + \omega^2 S_a \{C_{ak} L_k + C_{ag2} M_{g2k} + C_{ag3} M_{g3k} + C_{am} M_{mk} \\ &\quad - (C_{ak} + C_{ag2} + C_{ag3} + C_{am}) M_{ak}\} - \omega^2 S_a \{C_{ak} M_{kg1} + \\ &\quad + C_{ag2} M_{g2g1} + C_{ag3} M_{g3g1} + C_{am} M_{mg1} - (C_{ak} + C_{ag1} + C_{ag2} \\ &\quad + C_{ag3} + C_{am}) M_{ag1}\} + \frac{1}{R_i} 2\omega^2 L_a (C_{ak} + C_{ag1} + C_{ag2} + C_{ag3} + \\ &\quad + C_{am}) + \cdots. \end{aligned}\right.$$

Hierbei ist R_i der Innenwiderstand der Röhre (bei der Frequenz Null), S_a die Steilheit des Anodenstroms in bezug auf die Steuergitterspannung, C_{ak} die Kapazität zwischen Anode und Kathode, L_k die Selbstinduktion der Zuleitung zwischen der Kathode im Röhrenkolben und dem Kathodenanschluß am Röhrensockel, C_{ag2} die Kapazität zwischen Anode und Schirmgitter, M_{g2k} die gegenseitige Induktion zwischen den Zuleitungen zum Schirmgitter und zur Kathode, C_{ag3} die Kapazität zwischen Anode und Fanggitter, M_{g3k} die gegenseitige Induktion der Zuleitungen zum Fanggitter und zur Kathode, C_{am} die Kapazität zwischen der Anode und der Metallisierung auf dem Röhrenkolben (vgl. Teil I, Abb. 1b), M_{mk} die gegenseitige Induktion der Zuleitungen zur Metallisierung und zur Kathode, M_{ak} die gegenseitige Induktion der Zuleitungen zur Anode und zur Kathode, M_{kg1}, M_{g2g1}, M_{g3g1} und M_{mg1} die gegenseitigen Induktionen der Steuergitterzuleitung und der Zuleitungen zur Kathode, zum Schirmgitter, zum Fanggitter und zur Metallisierung, L_a die Selbstinduktion der Anodenzuleitung. Das Glied mit $j\omega$ fehlt in Gl. (69,1), da die warme Ausgangskapazität sich praktisch nicht von der kalten Ausgangskapazität unterscheidet. Hierdurch wird bereits darauf hingewiesen, daß bei der aktiven Ausgangsadmittanz Raumladungseffekte und Elektronenlaufzeiten keine Rolle spielen. Die Elektronen durchlaufen die Strecke Schirmgitter—Anode sehr rasch. Daher enthält das Glied mit ω^2 auch keine Elektronenlaufzeiten. Die aktive Ausgangsadmittanz setzt sich nach Gl. (69,1) aus zwei Teilen zusammen: einem Teil $1/R_i$, der nur von der Elektronenbewegung in der Röhre herrührt, und einem zweiten, mit ω^2 proportionalen Teil, der durch Induktionswirkungen verursacht wird. Um diesen zweiten Teil zu berechnen, lege man eine Wechselspannung zwischen Erde (Gerätegehäuse) und Anode an. Durch die Kapazitäten zwischen Anode und Fanggitter, Anode und Schirmgitter, Anode und Metallisierung, Anode und Steuergitter sowie Anode und Kathode fließen Wechselströme zu den genannten Elektroden, welche durch ihre Zuleitungen zum Gehäuse (Erde) gelangen. Die betreffenden Zuleitungen haben gewisse gegenseitige Induktionskoeffizienten zur Kathodenzuleitung. Hierdurch wird eine Wechselspannung zwischen Kathode und Erde (Gehäuse) induziert. Diese Wechselspannung befindet sich

auch zwischen Kathode und Steuergitter. Sie verursacht durch die Verstärkerwirkung der Röhre einen Wechselstrom zur Anode. Hierdurch entsteht eine zusätzliche aktive Ausgangsadmittanz. Diese Admittanz ist proportional zur Steilheit der Röhre [vgl. Gl. (69,1)]. In analoger Weise haben die genannten Zuleitungen gegenseitige Induktionskoeffizienten zur Steuergitterzuleitung, wodurch ebenfalls eine zusätzliche aktive Ausgangsadmittanz entsteht. Das letzte zu $1/R_i$ und zu L_a proportionale Glied der Gl. (69,1) entsteht dadurch, daß man die Wechselspannung nur an den Anodenröhrenanschluß (am Röhrensockel) legen kann. Zwischen diesem Anschluß und der Anodenelektrode befindet sich die Anodenzuleitung mit der Selbstinduktion L_a.

Obige Überlegungen gelten für normale Pentoden mit Vollblechanoden. Es sind aber auch Hochfrequenzpentoden im Handel, deren Anoden aus durchlöchertem Blech oder aus Gaze angefertigt sind. Der Grund hierfür liegt in der besseren Wärmeabfuhr aus dem Röhreninnern bei Gazeanoden. Solche Anoden werden daher als Mittel gegen Elektronenemission des Steuergitters verwendet. Bei diesen durchlöcherten Anoden können Elektronen durch die Anode hindurchfliegen und erst nach längerem Weg auf der Anode landen. Hierdurch können bedeutende Zusatzdämpfungen des Anodenkreises entstehen, wie folgende Messungen zeigen. Die Pentoden EF 6 (Philips) haben normalerweise Vollblechanoden. Einige Röhren dieser Type wurden mit Anoden aus (siebartig) durchlöchertem Blech ausgestattet unter Beibehaltung sämtlicher Abmessungen. Wir fanden bei 6,2 m Wellenlänge, unter normalen Betriebsbedingungen im Arbeitspunkt, für die aktive Ausgangsadmittanz $\mathfrak{B}_{akt}$ den Wert $0{,}92 \cdot 10^{-5}\,(\Omega)^{-1}$ bei normalen Röhren und den Wert $1{,}93 \cdot 10^{-5}\,(\Omega)^{-1}$ bei Röhren mit durchlöcherten Anoden.

Abb. 197. Werte von $\mathfrak{B}_{akt} - 1/R_i$ (vertikal), multipliziert mit 10^6 (Ohm^{-1}) als Funktion der Steilheit S_a in mA/V (horizontal) bei einer Pentode, bei einer Wellenlänge von 8,0 m.

Wir haben für Röhren mit Vollblechanoden $\mathfrak{B}_{akt}$ als Funktion von S_a gemessen (Abb. 197). Wie die Theorie [Gl. (69,1)] fordert, ergibt sich für $\mathfrak{B}_{akt} - 1/R_i$ eine Gerade. Setzt man der Einfachheit halber für die Ausdrücke in geschweiften Klammern [Gl. (69,1)] CM, so folgt aus Abb. 197: $CM = 8{,}5 \cdot 10^{-20}$. Nimmt man für C den Wert $3{,}5 \cdot 10^{-12}$ Farad an, so wird $M = 24 \cdot 10^{-9}$ Henry. Wenn man bedenkt, daß zu einem Drahtstück von 1 cm Länge und 1 mm Dicke ein Induktionskoeffizient in der Größenordnung von $10 \cdot 10^{-9}$ H gehört, so ist der berechnete Wert von M größenordnungsmäßig richtig.

Die warme Rückwirkungsadmittanz $\mathfrak{D}_w$ wird durch die Formel:

$$
\begin{aligned}
\mathfrak{D}_w = {} & j\omega C_{agk} - j\omega^3 \{C_{am}(L_m C_{mg1} + M_{mg3} C_{g3g1} + M_{mg2} C_{g2g1} + \\
& + M_{mk} C_{kg1}) + C_{ag3}(M_{g3m} C_{mg1} + L_{g3} C_{g3g1} + M_{g3g2} C_{g2g1} + \\
& + M_{g3k} C_{kg1}) + C_{ag2}(M_{g2m} C_{mg1} + M_{g2g3} C_{g3g1} + L_{g2} C_{g2g1} + \\
& + M_{g2k} C_{kg1}) + C_{ak}(M_{km} C_{mg1} + M_{kg3} C_{g3g1} + M_{kg2} C_{g2g1} + \\
& + L_k C_{kg1}) - (C_{am} + C_{ag3} + C_{ag2} + C_{ak}) \cdot (M_{am} C_{mg1} + M_{ag3} C_{g3g1} + \\
& + M_{ag2} C_{g2g1} + M_{ak} C_{kg1})\} - j\omega^3 (C_{kg1} + C_{g2g1} + C_{g3g1} + C_{ag1} + \\
& + C_{mg1}) \{C_{ak} M_{kg1} + C_{ag2} M_{g2g1} + C_{ag3} M_{g3g1} + C_{am} M_{mg1} - \\
& - (C_{ak} + C_{ag2} + C_{ag3} + C_{am}) M_{ag1}\} + \cdots
\end{aligned}
\tag{69,2}
$$

gegeben. Hierbei ist C_{agk} die Kapazität zwischen Anode und Steuergitter in kaltem Zustand der Röhre bei niedriger Frequenz, L_m die Selbstinduktion der Zuleitung zur Metallisierung, C_{mg1} die Kapazität zwischen Metallisierung und Steuergitter, M_{mg3} die gegenseitige Induktion der Zuleitungen zur Metallisierung und zum Fanggitter, C_{g3g1} die Kapazität zwischen Fanggitter und Steuergitter, M_{mg2} die gegenseitige Induktion der Zuleitungen zur Metallisierung und zum Schirmgitter, C_{g2g1} die Kapazität zwischen Schirmgitter und Steuergitter, C_{kg1} die Kapazität zwischen Steuergitter und Kathode, L_{g3} die Selbstinduktion der Zuleitung zum Fanggitter, M_{g3g2} die gegenseitige Induktion der Zuleitungen zum Fanggitter und zum Schirmgitter, M_{am} die gegenseitige Induktion zwischen den Zuleitungen zur Anode und zur Metallisierung, M_{ag3} die gegenseitige Induktion der Zuleitungen zur Anode und zum Fanggitter, M_{ag2} die gegenseitige Induktion der Zuleitungen zur Anode und zum Schirmgitter. Die übrigen Bezeichnungen sind im Anschluß an Gl. (69,1) erklärt worden. Ein Elektronenlaufzeitanteil der warmen Rückwirkungsadmittanz fehlt genau wie bei der aktiven Ausgangsadmittanz. Experimentell stimmt $\mathfrak{D}_w$ mit $\mathfrak{D}_k$ nahezu überein. Die Glieder in geschweiften Klammern der Gl. (69,2) können sowohl positiv als auch negativ sein. Wenn wir die behandelte Rückwirkungsadmittanz durch eine Kapazität C_{ag} beschreiben, entsteht die Formel (vgl. Teil I § 12):

$$
C_{ag} = C_{agk} - A\omega^2 . \tag{69,3}
$$

Bei den Röhren EF 5 und EF 6 (Pentoden) ist A positiv und von der Größenordnung $0{,}5 \cdot 10^{-18}$, wenn C_{ag} in pF ausgedrückt wird.

Die mit ω proportionalen Glieder der Gl. (69,2) entstehen wie folgt. Wenn zwischen der Anode und dem Gerätegehäuse (Erde) eine Wechselspannung angelegt ist, so fließen infolge der Kapazitäten von der Anode zu den übrigen Röhrenelektroden Wechselströme. Durch die Induktionskoeffizienten der Zuleitungen zu den betreffenden Röhrenelektroden entstehen Wechselspannungen zwischen diesen Elektroden und Erde. Die Röhrenelektroden haben eine Kapazität in bezug auf das Steuergitter. Die genannten Wechselspannungen verursachen durch diese Kapazität

Wechselströme zum Steuergitter. Diese Wechselströme können als Folge einer zusätzlichen Admittanz zwischen Anode und Steuergitter gedeutet werden.

Wir kommen zur Formel für die aktive Eingangsadmittanz $\mathfrak{C}_{akt}$:

$$\begin{aligned}\mathfrak{C}_{akt} &= j\omega \Delta C_e + \omega^2 S_k f t^2_{kg1} + \omega^2 \{S_k (L_k C_{kg1} + M_{g2k} C_{g2g1} + \\ &+ M_{kg3} C_{g3g1} + M_{km} C_{mg1}) - S_{g2} (M_{g2k} C_{kg1} + L_{g2} C_{g2g1} + \\ &+ M_{g2g3} C_{g3g1} + M_{g3m} C_{mg1}) - S_a (M_{ak} C_{kg1} + M_{ag2} C_{g2g1} + \\ &+ M_{ag3} C_{g3g1} + M_{am} C_{mg1})\} - \omega^2 (C_{kg1} + C_{g1g2} + C_{g1g3} + \\ &+ C_{g1m}) (S_k M_{kg1} - S_{g2} M_{g2g1} - S_a M_{ag1}) + j\omega^3 L_{g1} (C_{kg1} + \\ &+ C_{g1g2} + C_{g1g3} + C_{g1m}) \Delta C_e + \ldots .\end{aligned} \tag{69,4}$$

Hierbei ist ΔC_e die Differenz zwischen kalter und warmer Eingangskapazität (vgl. § 67), S_k die Steilheit des gesamten Kathodenstroms in bezug auf die Steuergitterspannung, f ein Faktor in der Größenordnung 1/10 bis 1/20, der von der Röhrenkonstruktion abhängt (vgl. Abb. 200), t_{kg1} die Laufzeit der Elektronen von der Kathode zum Steuergitter, S_{g2} die Steilheit des Schirmgitterstromes in bezug auf die Steuergitterspannung ($S_k = S_a + S_{g2}$), L_{g1} die Selbstinduktion der Steuergitterzuleitung, während die übrigen Bezeichnungen im Anschluß an die Gl. (69,1) und (69,2) erwähnt worden sind. Bei dieser aktiven Eingangsadmittanz tritt ein Glied als Folge der Elektronenlaufzeit zwischen Kathode und Steuergitter auf. Der Faktor f enthält u. a. noch einen Beitrag, der proportional zum Quadrat der Laufzeit vom Steuergitter zum Schirmgitter ist. Das Vorzeichen des Gliedes in geschweiften Klammern ist meistens bei modernen Pentoden positiv. Offenbar kann aber durch geeignete Induktions- und Kapazitätswerte dieses Glied auch Null oder negativ werden.

Bei der Gl. (69,4) für die aktive Eingangsadmittanz ist das mit ΔC_e proportionale Glied durch die Ausführungen in § 67 begründet. Das zweite Glied dieser Formel rührt von Elektronenlaufzeiten her. Man kann die Struktur dieses Gliedes wie folgt einsehen. Durch Betrachtung der Abb. 199 erhellt, daß $\mathfrak{i}_a$ und $\mathfrak{i}_k$ eine reelle Komponente erhalten, die proportional zur Steilheit ist. Die reelle Komponente des Gitterwechselstromes $\mathfrak{i}_g$ wird auch zu dieser Steilheit proportional sein. Das gleiche gilt somit für den reellen Teil der Gitteradmittanz. Da außerdem dieser reelle Admittanzteil zu ω^2 proportional ist, muß, damit die richtige Dimension herauskommt, auch noch Proportionalität zum Quadrat einer Laufzeit vorhanden sein. Hiermit sind die wesentlichen Teile des Laufzeitgliedes in Gl. (69,4) aufgezählt. Die von Induktionseffekten herrührenden übrigen Glieder der Gl. (69,4) können auch leicht allgemein begründet werden. Die Eingangswechselspannung wird zwischen dem Steuergitterröhrenanschluß und Erde (Gerätegehäuse) angelegt. Infolge

der Steilheit zum Schirmgitter und zur Anode entstehen Wechselströme von der Kathode nach diesen Elektroden. Durch die Induktionskoeffizienten der Zuleitungen nach diesen Elektroden erzeugen diese Wechselströme Wechselspannungen zwischen allen Elektroden und dem Gehäuse (Erde). Die Elektrodenwechselspannungen erzeugen durch die Kapazitäten zwischen dem Steuergitter und den übrigen Röhrenelektroden einen Wechselstrom zum Steuergitter, der eine Phasenverschiebung von weniger als 90° gegenüber der Eingangswechselspannung aufweist. Infolgedessen entsteht ein reeller Teil der Eingangsadmittanz.

Wir haben den Elektronenlaufzeitanteil von $\mathfrak{C}_{akt}$ vom Zuleitungsanteil experimentell getrennt. Hierzu betrachten wir zwei genau gleiche Röhrensysteme parallel geschaltet in einem Vakuumkolben mit gemeinsamen Zuleitungen (vgl. Abb. 198). Der nicht gemeinsame Teil der Zuleitungen (in Abb. 198 horizontal) wird vernachlässigt in bezug auf den gemeinsamen Teil. Bei der Doppelröhre sind die Steilheiten S_k, S_a und S_{g2} zweimal so groß wie bei der Einfachröhre, da die Anodenströme in den beiden einfachen Systemen gleich sind. Die Elektronenlaufzeiten sind die gleichen wie bei der Einfachröhre, die Induktionskoeffizienten der Zuleitungen sind ebenfalls gleich, die Kapazitäten sind aber bei der Doppelröhre zweimal so groß wie bei der Einfachröhre. Wir trennen den reellen Teil der aktiven Eingangsadmittanz $\mathfrak{C}_{akt}$ der einfachen Röhre in einen Teil $1/R_{el}$, der mit den Elektronenlaufzeiten zusammenhängt, und einen Teil $1/R_{zul}$, der mit den Zuleitungen zusammenhängt. Der ganze reelle Teil von $\mathfrak{C}_{akt}$ bei einer einfachen Röhre sei $1/R_1$ und bei einer zweifachen Röhre $1/R_2$. Dann ist:

Abb. 198. Röntgenaufnahme (wegen der Metallisierung sind die Glaskolben undurchsichtig) eines einzelnen Pentodensystems der Type EF 5 (rechts) und zweier parallelgeschalteter Systeme (links) in einem Kolben. Zur experimentellen Trennung des Elektronenlaufzeitanteils vom Zuleitungsanteil der aktiven Eingangsadmittanz.

$$R_1 = \frac{R_{el}\, R_{zul}}{(R_{el} + R_{zul})}\,; \qquad (69{,}5)$$

$$R_2 = \frac{\frac{1}{2} R_{el}\, \frac{1}{4} R_{zul}}{(\frac{1}{2} R_{el} + \frac{1}{4} R_{zul})}\,.$$

Aus Gl. (69,5) folgt:

$$\frac{R_1}{R_2} = 2 + 2\,\frac{R_{el}}{(R_{el} + R_{zul})}\,. \qquad (69{,}5\mathrm{a})$$

Wenn wir also R_1 und R_2 bei der einfachen bzw. der zweifachen Röhre messen, kann nach Gl. (69,5) und (69,5a) hieraus R_{el} und R_{zul} berechnet werden und wir haben dann auf experimentellem Wege den Elektronenlaufzeitanteil der aktiven Eingangsadmittanz vom Zuleitungsanteil getrennt. Unsere Meßergebnisse, als Mittelwerte aus mehreren Exemplaren jedes Röhrentyps, lauten: $R_1 = 12500$ Ohm, $R_2 = 4550$ Ohm, bei einer Wellenlänge von 6,05 m und 8 mA Anodenstrom bei der einfachen Röhre (Type EF 5). Für die Meßanordnung verweisen wir nach Abb. 26 und 27. Hieraus berechnen wir: $R_{zul} = 34000$ Ohm und $R_{el} = 20000$ Ohm. Wir schließen, daß fast 40% des reellen Teiles der aktiven Eingangsadmittanz (man bezeichnet diesen reellen Teil auch als aktive Eingangsdämpfung) den Zuleitungen und etwa 60% den Elektronenlaufzeiten zuzuschreiben sind. Aus diesen Messungen geht zugleich hervor, daß der Anteil $1/R_{zul}$ der Gl. (69,4) positiv ist. Wir können an Hand der bekannten Kapazitäts- und Induktivitätswerte auch auf rechnerischem Wege einsehen, daß der negative Teil des Ausdrucks in geschweiften Klammern bei unseren Pentoden weitaus kleiner ist als der positive Teil. Zur Vereinfachung lassen wir im Klammerausdruck alle Summanden weg, die gegenseitige Induktionen enthalten, da diese zahlenmäßig kleiner sind als die Selbstinduktionen. Dann wird der positive Teil $\omega^2 S_k L_k C_{kg_1}$ und der negative Teil $\omega^2 S_{g_2} L_{g_2} C_{g_2g_1}$. Es ist $S_a = 1{,}8$ mA/V, $S_{g_2} = 0{,}4$ mA/V, $S_k = S_a + S_{g_2}$, $L_k = 4 \cdot 10^{-8}$ Henry, $L_{g_2} = 4 \; 10^{-8}$ H, $C_{kg_1} = 3{,}4$ pF, $C_{g_1g_2} = 2{,}1$ pF. Folglich wird der positive Teil $\omega^2 \cdot 30 \cdot 10^{-23}$ (Ohm^{-1} und der negative Teil $\omega^2 \cdot 3 \cdot 10^{-23}$ (Ohm^{-1}). Bei 6,05 m erhalten wir hieraus einen berechneten Wert von etwa $(R_{zul})_{ber} = 39000$ Ohm, was genügend mit dem gemessenen Wert 34000 Ohm übereinstimmt.

Als letzte Formel dieses Paragraphen schreiben wir den Ausdruck für die aktive Admittanz $\mathfrak{A}_{akt}$ an (bei niedrigen Frequenzen die Steilheit):

$$(69{,}6) \quad \begin{cases} \mathfrak{A}_{akt} = S_0 \exp(-j\varphi) + j\omega S_a \{-L_k (S_a + S_{g_2}) + M_{g_2k} S_{g_2} + \\ \qquad + M_{ak} S_a\} + \end{cases}$$

$$+ j\omega S_a (S_k M_{kg_1} - S_{g_2} M_{g_2g_1} - S_a M_{ag_1}) + \cdots$$

$$\varphi = \omega \left(0{,}36\, t_{kg_1} + t_{g_1g_2} + t_{g_2g_3} + \frac{2}{3} t_{g_3a}\right).$$

Hierbei ist bei den modernen Hochfrequenzpentoden bis etwa 300 MHz die Größe S_0 gleich S_a, der statischen Steilheit. Für höhere Frequenzen wird S_0 kleiner als S_a. Weiter ist t_{kg_1} die Elektronenlaufzeit von der Kathode zum Steuergitter, $t_{g_1g_2}$ die Elektronenlaufzeit vom Steuergitter zum Schirmgitter, $t_{g_2g_3}$ die Elektronenlaufzeit vom Schirmgitter zum Fanggitter und t_{g_3a} die Elektronenlaufzeit vom Fanggitter zur Anode. Wenn man $\exp(-j\varphi) = \cos\varphi - j \sin\varphi$ setzt und dann cos, sowie sin nach Potenzen von φ entwickelt, entsteht wieder die aus den Gl. (69,1), (69,2) und (69,4) geläufige Potenzreihe nach $j\omega$. Die übrigen Bezeichnungen in der Gl. (69,6) sind bereits im Anschluß an die Gl. (69,1), (69,2) und (69,4) erwähnt worden.

In Gl. (69,6) ist der Phasenwinkel φ der Steilheit durch Elektronenlaufzeiten bedingt. Die Laufzeiten $t_{g_1g_2}$ und $t_{g_2g_3}$ gelangen hierbei mit Koeffizienten 1 in die Formel auf Grund der Annahme, daß der Steuergitter-Schirmgitterraum sowie der Schirmgitter-Fanggitterraum durch das Steuergitter und durch das Fanggitter vollständig von der Kathode und von der Anode abgeschirmt sind. Hierdurch kann in der Zeit, daß ein Elektron sich vom Steuergitter zum Fanggitter bewegt, kein Strom in der Leitung zwischen Kathode und Anode laufen. Dagegen läuft bereits ein Strom in dieser Leitung, sobald das Elektron in den Fanggitter-Anodenraum eintritt und nicht erst, wenn das Elektron auf die Anode trifft. Deshalb muß der Koeffizient von t_{g_3a} kleiner als 1 sein. Eine Betrachtung des Einflusses der Gitterwechselspannung auf die Elektronenlaufzeit zwischen Kathode und Steuergitter ergibt, daß der Koeffizient von t_{kg_1} kleiner als 1 ist. Eine genaue Berechnung liefert die Werte 0,36 und 2/3 in der Gl. (69,6). Die Begründung der von Induktionskoeffizienten herrührenden Glieder der Gl. (69,6) lautet wie folgt: Zwischen dem Steuergitter-Röhrenanschluß und der Erde (Gerätegehäuse) wird die Eingangswechselspannung angelegt. Infolge der Induktionskoeffizienten der Zuleitungen zur Steuergitterelektrode sowie zur Kathode weist die zwischen Kathode und Steuergitter entstehende Wechselspannung gegenüber der Eingangswechselspannung eine Phasenverschiebung auf. Das gleiche gilt deshalb auch für den Anodenwechselstrom und hierdurch entsteht ein zusätzlicher Phasenwinkel der aktiven Admittanz $\mathfrak{A}_{akt}$.

Die genannten Induktionseffekte sind n i c h t auf die Elektrodenzuleitungen in der Röhre beschränkt, sondern t r e t e n i n v o l l e m M a ß e a u c h f ü r d i e Z u l e i t u n g e n i n d e r R ö h r e n s c h a l t u n g a u f.

Aus den Gl. (69,1), (69,2), (69,4) und (69,6) können in mannigfacher Weise Schlüsse über die Zweckmäßigkeit bestimmter Röhrenkonstruktionen gezogen werden. Als Beispiel betrachten wir Gl. (69,1). Um einen kleinen Wert von $\mathfrak{B}_{akt}$ zu erreichen, ist es z. B. günstig, C'_{ak} möglichst klein zu machen. Bei modernen Pentoden (EF 9, EF 5, EF 6, Philips), liegt dieser Wert in der Größenordnung von 0,1 pF. Aus den Gliedern, die gegenseitige Induktionen enthalten, kann auf eine günstige (oder ungünstige) Reihenfolge der Zuleitungen im Quetschfuß bzw. im Röhrenboden (vgl. Teil I, § 1) geschlossen werden.

In den Gl. (69,1), (69,2), (69,4), (69,6) sind die Glieder, welche die Induktionskoeffizienten M_{kg_1}, $M_{g_1g_2}$, $M_{g_1g_3}$, M_{g_1a}, M_{g_1m} enthalten bei Röhren, die den Steuergitteranschluß an der Spitze des Kolbens und die übrigen Elektrodenanschlüsse am Sockel angeordnet haben, zu vernachlässigen. Diese Glieder sind besonders zusammengefaßt und angeschrieben worden. Für Pentoden, bei welchen sowohl der Steuergitteranschluß als auch die übrigen Anschlüsse am Sockel angeordnet sind, spielen diese Glieder wohl eine Rolle (vgl. Teil I, § 1).

In den genannten Formeln sind konsequent nur Glieder bis zur

dritten Potenz von ω angeschrieben worden [in Gl. (69,6) nur bis zur ersten Potenz].

Zu den obigen analogen Formeln sind auch für Hexoden, Heptoden und Oktoden als Hochfrequenzverstärker und als Mischröhren aufgestellt worden. Die Behandlung dieser Gleichungen unterbleibt aus Raumgründen.

Schrifttum: *279a, 280, 283, 283a, 284, 288, 292.*

§ 70. Einfluß der Elektronenlaufzeiten auf die Eingangsadmittanz. Die Gl. (69,1), (69,2), (69,4) und (69,6) des § 69 zeigen, daß im wesentlichen nur die Eingangsadmittanz und die Steilheit durch Elektronenlaufzeiteffekte beeinflußt werden. Wir beschäftigen uns zunächst mit dem Elektronenlaufzeitanteil der aktiven Eingangsadmittanz und machen uns an Hand einer einfachen Betrachtung klar, daß eine endliche Laufzeit der Elektronen zwischen Kathode und Steuergitter zu einer reellen Komponente der Gitteradmittanz, also zu einer Gitterdämpfung führen muß. In Abb. 199 sind Zeitvektordiagramme für eine Triode ohne und mit Laufzeit der Elektronen gezeichnet worden. Im letzteren Fall entsteht eine Komponente des Gitterwechselstroms, die in Phase ist mit der Gitterwechselspannung und die folglich zu einer Dämpfung am Steuergitter führt.

Abb. 199. Triodenschaltbild mit einer Gitterwechselspannung der Amplitude E_g und Wechselstromamplituden I_k (von der Kathode), I_g (zum Steuergitter) und I_a (zur Anode). Unterer Teil: Zeitvektordiagramme zum oberen Teil der Abbildung. Diagramm *b:* ohne Elektronenlaufzeiten:

$$I_a = E_g \mid S - j\omega C_{ag} \mid$$
$$I_k = E_g \mid S + j\omega C_{gk} \mid.$$

Hierbei ist S die Steilheit, C_{gk} die Gitter-Kathoden-Kapazität und C_{ag} die Gitter-Anoden-Kapazität, alles unter Betriebsbedingungen. Diagramm *c:* Infolge der Elektronenlaufzeit eilt I_a mehr gegenüber E_g nach als im Diagramm *b* und I_k weniger vor. Es entsteht zwischen I_g und E_g ein Phasenwinkel, der kleiner als 90° ist. Dies bedeutet eine reelle Komponente (Dämpfung) der Eingangsadmittanz. Zuleitungseffekte sind außer acht gelassen.

In normalen Hochfrequenzpentoden kehren Elektronen, die einmal durch das Schirmgitter hindurchgegangen sind, nicht wieder in den Steuergitter-Schirmgitterraum zurück. Diesen einfachen Fall betrachten wir zuerst. Die Gl. (69,4) ergibt für den reellen Teil der aktiven Eingangsadmittanz, soweit er von Elektronenlaufzeiten herrührt, den Ausdruck:

$$\frac{1}{R_{el}} = \omega^2 S_k t^2 f. \tag{70,1}$$

Hierbei ist ω die Kreisfrequenz, S_k die Steilheit des gesamten Kathodenstroms in bezug auf die Steuergitterspannung, t die Laufzeit der Elektronen von der Kathode zum Steuergitter und f ein Faktor, der vom Verhältnis der Schirmgitterspannung zum Effektivpotential in der Steuergitterfläche sowie vom Verhältnis des Abstandes y_0 des Schirmgitters vom Steuergitter zum Abstand x_0 des Steuergitters von der Kathode abhängt (vgl. Abb. 200). Die Gl. (70,1) berück-

sichtigt an sich die Raumladung nicht. Für die Laufzeit t kann als nachträgliche Korrektion für die Raumladung die Gl. (58,5) benutzt werden:

$$t = 0{,}51 \cdot 10^{-7} \left(\frac{d}{P_k^{1/2}} + \frac{x_0 - d}{P_a^{1/2}} \right). \tag{70,2}$$

Hierbei ist d der Abstand Kathode—Potentialminimum, x_0 der Abstand Kathode—Steuergitter, P_k die Potentialdifferenz zwischen Kathode und Potentialminimum, P_a die Potentialdifferenz zwischen Potentialminimum und Steuergitterfläche (das Effektivpotential dieser Fläche gerechnet). Der Abstand d ist nach Gl. (58,3) zu berechnen, das Potential P_k nach

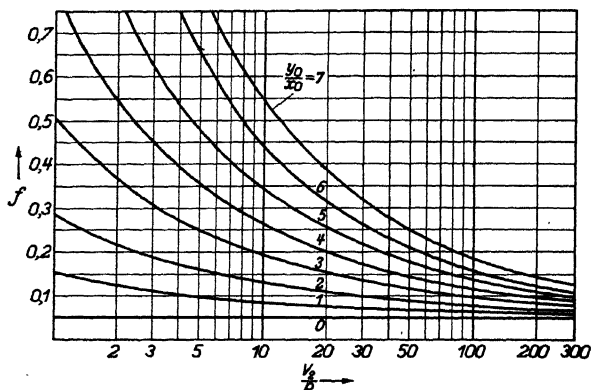



Abb. 200. Vertikal: Der Faktor f der Gl. (70,1). Horizontal: Verhältnis der Schirmgitterspannung V_2 zum Effektivpotential P der Steuergitterfläche in bezug auf die Kathode (vgl. Gl. 70,3). Parameter zu den Kurven: Das Verhältnis des Abstandes y_0 zwischen Schirmgitter und Steuergitter zum Abstand x_0 zwischen Steuergitter und Kathode.

Gl. (58,1). Das Potential $P = P_a - P_k$ kann bei einer 3/2-Potenzkennlinie aus der Kathodensteilheit S_k und dem Kathodenstrom I_k nach Gl. (59,1) und (59,5) berechnet werden:

$$\frac{2}{3} S_k P_a = I_k . \tag{70,3}$$

Der Ausdruck Gl. (70,1) ist für den Fall einer ebenen Kathode und ebener Gitterflächen abgeleitet. Als Beispiel zu diesen Formeln erwähnen wir eine Messung von $1/R_{el}$ bei einer Tetrode. Hierbei wurde zunächst die aktive Eingangsadmittanz in einen Teil, der von den Zuleitungen herrührt, und einen Teil, der von den Elektronenlaufzeiten herrührt, getrennt. Der gemessene Wert von R_{el} war $7 \cdot 10^3$ Ohm; bei 6,5 m Wellenlänge. Der Abstand x_0 war 0,030 cm, der Abstand y_0 war 0,108 cm. Weiter war $I_k = 4{,}0$ mA, $S_k = 6{,}0$ mA/V, also $P_a = 1{,}0$ V. Unter Vernachlässigung von d wird t nach Gl. (70,2) $t = 0{,}51 \cdot 10^{-7} \cdot 0{,}03 = 1{,}5 \cdot 10^{-9}$ sec. Aus Abb. 200 ergibt sich bei einer Schirmgitterspannung von 200 V: $f = 0{,}09$,

also aus Gl. (70,1) ein berechneter Wert von $R_{el} = 9{,}6 \cdot 10^3$ Ohm. Wenn man die vielen Vereinfachungen, die in den obigen Formeln stecken, berücksichtigt, ist die Übereinstimmung befriedigend zu nennen.

Wir betrachten die Abhängigkeit der Größe R_{el} von der Schirmgitterspannung V_2. Bei konstantem P ist die Abnahme von $1/R_{el}$ für größere Schirmgitterspannungen ungefähr proportional zu $V_2^{-1/2}$ (vgl. Abb. 200). Die Größe $1/R_{zul}$ (die von den Röhrenzuleitungen herrührt) ist bei konstantem P nur sehr wenig von V_2 abhängig. Dies geht aus Gl. (69,4) hervor. Der wichtigste Beitrag in dieser Gleichung zur Größe $1/R_{zul}$ rührt vom Glied $\omega^2 S_k L_k C_{kg1}$ her und in diesem Ausdruck hängen S_k und C_{kg1} (bei konstantem P), wenn keine ausgesprochene Inselbildung auftritt, praktisch nicht von V_2 ab. Abb. 201 enthält einige gemessene Kurven.

In den obigen Formeln ist eine ideale 3/2-Potenzkennlinie angenommen worden. Wenn das Potential in der Steuergitterfläche nicht mehr kon-

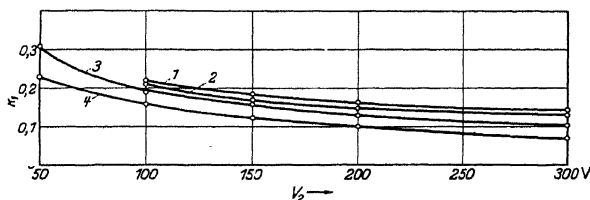



Abb. 201. Vertikal: Reziproker aktiver Eingangswiderstand einer Pentode bei 16,3 m Wellenlänge als Funktion der Schirmgitterspannung (horizontal) bei konstantem Kathodenstrom (geregelt mit der Steuergitterspannung) zur Erzielung eines nahezu konstanten Effektivpotentials in der Steuergitterfläche längs jeder der Kurven. Kurve 1: Kathodenstrom 4 mA, Kurve 2: 3 mA, Kurve 3: 2 mA, Kurve 4: 1 mA. Diese Kurven lassen sich angenähert darstellen durch $1/R = g + h\, V_2^{-1/2}$ wobei die Konstanten g und h nicht von V_2 abhängen, z. B. die Kurve 1 durch $0{,}033 + 1{,}83\, V_2^{-1/2}$.

stant angenommen werden kann (vgl. § 60), ist es in analoger Weise, wie in § 67 für die dynamische Röhrenkapazität ausgeführt wurde, möglich, den Potentialverlauf bei dem aktiven Eingangswiderstand zu berücksichtigen. Auch der Fall variabler Gitterganghöhe entlang der Gitterfläche (Regelröhren, vgl. § 60) kann in einfacher Weise angenähert behandelt werden.

Wenn Elektronen, die das Schirmgitter einer Pentode bereits einmal in Richtung nach der Anode durchlaufen haben, umkehren und ein zweites (oder drittes) Mal in den Raum zwischen Steuergitter und Schirmgitter gelangen, so können sie dort eine starke Zunahme der aktiven Eingangsadmittanz verursachen. Die Abb. 202 enthält einige Meßergebnisse, welche diesen Effekt deutlich zeigen. Bei der rechnerischen Verfolgung dieser Vorgänge führen wir zwei neue Größen ein. Von den Elektronen, welche vor dem Fanggitter eintreffen, geht der Teil α durch das Fanggitter hindurch, während der Teil $1 - \alpha$ umkehrt und wieder das Schirmgitter durcheilt. Ein Teil dieser Umkehrelektronen wird vom

Schirmgitter eingefangen, weiterhin gelangen einige dieser Umkehrelektronen wieder in den Kathoden-Steuergitterraum und werden dort in der Raumladung, welche sich bei der Kathode befindet, aufgenommen. Die Rückkehrelektronen, die diesen Schicksalen enteilen, gelangen wieder in den Schirmgitter-Fanggitterraum und treffen zum zweiten Male vor dem Fanggitter ein. Es seien dies $\beta\,(1-\alpha)$. Das gleiche Spiel kann nun weitergehen. Wir werden in diesem und im nächsten Paragraphen Methoden zur experimentellen Bestimmung von α und von β angeben. Die vom Fanggitter-Schirmgitterraum wieder in den Schirmgitter-Steuergitterraum zurückkehrenden Elektronen induzieren auf dem Steuergitter eine Ladung. Im Falle einer Wechselspannung auf dem Steuergitter wird durch die Rückkehrelektronen auf dem Steuergitter eine Wechselladung, d. h. ein Wechselstrom nach dem Steuergitter induziert und dieser

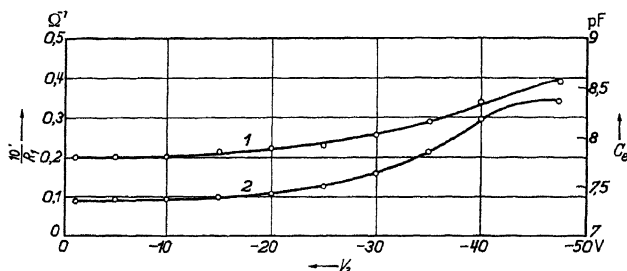



Abb. 202. Kurve 1: Eingangskapazität C_e (pF) (vertikal) als Funktion der Spannung V_3 des Fanggitters in V (horizontal) einer Pentode. Kurve 2: Reziproker aktiver Eingangswiderstand $1/R_1$ (vertikal) als Funktion von V_3. Anodenspannung 250 V, Schirmgitterspannung 100 V, Steuergitterspannung — 3 V, Wellenlange 22,7 m. Kurven zeigen Einfluß der Rückkehrelektronen auf die aktive Eingangsadmittanz.

Wechselstrom gibt Anlaß zu einer zusätzlichen Eingangsadmittanz. Man findet für den reellen Teil $1/R_r$ dieser Zusatzadmittanz infolge der Rückkehrelektronen bei Vernachlässigung der Raumladung den Näherungsausdruck (vgl. Anhang II):

$$(70{,}4)\qquad \frac{1}{R_r} = \frac{2}{3}\,\omega^2 S_a\, t_1(t_1 + t_2)\,\beta\,(1-\alpha)\,\frac{1}{\{1-\beta\,(1-\alpha)\}^2}\ (\mathrm{Ohm})^{-1}.$$

Hierbei ist S_a die Steilheit des gesamten Kathodenstroms in bezug auf die Steuergitterspannung, abzüglich der Steilheit des Stromes nach Gitter 2, t_2 die doppelte Elektronenlaufzeit vom Schirmgitter zum Fanggitter und t_1 die doppelte Elektronenlaufzeit vom Steuergitter zum Schirmgitter. Für den imaginären Teil $j\omega C_r$ dieser Zusatzadmittanz, den man durch eine Kapazität C_r infolge der Rückkehrelektronen ausdrücken kann, ergibt sich die Näherungsformel:

$$(70{,}5)\qquad C_r = \frac{2}{3}\,S_a\beta\,(1-\alpha)\,t_1\,\{1-\beta\,(1-\alpha)\}^{-1}\ (\mathrm{Farad}).$$

Wir wenden nun diese Formeln auf die in Abb. 202 wiedergegebenen

Messungen an. Als einfachsten Fall können wir hierbei den Wert $\alpha = 0$ betrachten, wobei das Fanggitter eine so weit negative Spannung gegenüber der Kathode erhält, daß alle Elektronen vor dem Fanggitter umkehren. Da S_a, t_1 und t_2 aus den Röhrendaten bekannt sind, können wir β aus Gl. (70,4) oder aus Gl. (70,5) berechnen, wobei natürlich derselbe Wert hervorgehen muß. Wir haben also zugleich eine Kontrolle unserer Formeln. Die für die Berechnung von t_1 und t_2 in Betracht kommenden Abstände sind bei der Röhre von Abb. 202: Steuergitter—Schirmgitter 0,10 cm und Schirmgitter—Fanggitter 0,25 cm. Die mittlere Elektronengeschwindigkeit im Steuergitter-Schirmgitterraum und im Schirmgitter-Fanggitterraum ist $0{,}5 \cdot 5{,}93 \cdot 10^7 (V_2)^{1/2}$ [vgl. Gl. (53,7)]. Folglich ist $t_1 = 4 \cdot 0{,}10 \cdot (5{,}93 \cdot 10^7 \cdot V_2^{1/2})^{-1} = 0{,}67 \cdot 10^{-9}$ sec und $t_2 = 4 \cdot 0{,}25\ (5{,}93 \cdot 10^7 \cdot V_2^{1/2})^{-1} = 1{,}69 \cdot 10^{-9}$ sec. Mit $S_a = 2 \cdot 10^{-3}\ A/V$ wird bei $\omega = 0{,}83 \cdot 10^8$ (22,7 m Wellenlänge):

$$\frac{2}{3}\,\omega^2 S_a\, t_1\,(t_1 + t_2) = 1{,}45 \cdot 10^{-5}\,,$$

$$\frac{2}{3}\,S_a t_1 = 0{,}90\,.$$

Aus der Abb. 202 müssen wir nun die Werte für $1/R_r$ und für C_r ablesen. Wir dürfen annehmen, daß bei $V_3 = -50$ V alle Elektronen vor dem Fanggitter umkehren, während bei $V_3 = 0\ V$ praktisch alle Elektronen durch das Fanggitter hindurchgehen. Folglich ist $1/R_r = 0{,}26 \cdot 10^{-4}$ (Ohm)$^{-1}$ und $C_r = 0{,}80$ pF. Man findet aus Gl. (70,4): $\beta(1-\beta)^{-2} = 1{,}80$ und aus Gl. (70,5): $\beta(1-\beta)^{-1} = 0{,}89$. Hieraus ergeben sich für β die Werte 0,48 bzw. 0,47. In Anbetracht des Näherungscharakters der Gl. (70,4) und (70,5) ist dies eine sehr gute Übereinstimmung.

Wenn keine Elektronen durch die Kathode eingefangen würden, wäre β nur durch den zum Schirmgitter fließenden Strom bestimmt. Unter der weiteren (in Wirklichkeit nicht zutreffenden) Annahme, daß alle Elektronenbahnen senkrecht zur Schirmgitterfläche verlaufen, würde man β gleich dem Quadrat (die Elektronen müssen zweimal das Schirmgitter durcheilen) des Verhältnisses der Öffnung zwischen zwei benachbarten Schirmgitterdrähten zur Ganghöhe dieses Gitters setzen, im Falle der Röhre von Abb. 202: $(190/250)^2 = 0{,}58$. Dies gibt uns eine obere Grenze für β. In unserem Falle ist β etwas kleiner.

Schrifttum: *15, 16, 35, 36, 89, 181, 212, 238, 244, 245, 280, 284, 288, 293, 321, 322* sowie Anhang II.

§ 71. Messungen der Elektronenlaufzeiteinflüsse auf die Steilheit. Die zweite der charakteristischen Admittanzen, welche in beträchtlichem Maße durch die Elektronenlaufzeiten beeinflußt wird, ist die Steilheit.

Zur experimentellen Prüfung der Steilheitsgleichung (69,6) sind bei einigen Hochfrequenzpentoden Messungen der komplexen Steilheit im Kurzwellengebiet durchgeführt worden. Wir setzen für die Admittanz

$$\mathfrak{A}_{akt} = A_0 \exp(-j\,\psi) \tag{71,1}$$

und geben hier die gemessenen Werte für zwei Röhrentypen bei 9,1 m Wellenlänge wieder:

Röhre	A_0 mA/V	ψ Grad
Röhre A als Pentode	2,69	22
„ A als Triode	3,82	6
„ B (Pentode)	4,70	27

Die Röhre A ist eine Hochfrequenzpentode, die der EF 6 gleicht. Sie wurde als Pentode, bei einer Anodenspannung von 200 V, einer Schirmgitterspannung von 200 V, einer Fanggitterspannung von 0 V und einer Steuergitterspannung von —1,9 V (Anodenstrom 3 mA) und als Triode, wobei Schirmgitter, Fanggitter und Anode untereinander verbunden waren, bei einer Spannung von 200 V und einem Strom von 4 mA gemessen. Die Röhre B (Philips) ist eine Hochfrequenzpentode für Fernsehzwecke. Anoden- und Schirmgitterspannung waren 200 V, die Fanggitterspannung 0 V, der Anodenstrom 8 mA.

Beim Vergleich der gemessenen Werte nach Gl. (71,1) mit der Gl. (69,6) bemerken wir, daß bei Beschränkung auf Glieder mit der ersten Potenz von ω angenähert gilt: $A_0 = S_a$ und

$$\psi_{Pent} = \omega\left(S_k L_k + 0{,}36\, t_{kg_1} + t_{g_1g_2} + t_{g_2g_3} + \frac{2}{3}\, t_{g_3a}\right). \tag{71,2}$$

Hierbei sind die Glieder, welche gegenseitige Induktionskoeffizienten enthalten, vernachlässigt worden. S_k ist die Steilheit des Kathodenstroms in bezug auf die Steuergitterspannung, L_k die Selbstinduktion der Kathodenzuleitung, t_{kg_1} die Elektronenlaufzeit von der Kathode zum Steuergitter, $t_{g_1g_2}$ die Laufzeit vom Steuergitter zum Schirmgitter, $t_{g_2g_3}$ vom Schirmgitter zum Fanggitter und t_{g_3a} vom Fanggitter zur Anode. Bei der Berechnung der Elektronenlaufzeit zwischen zwei Elektroden, wobei eine Elektrode ein hohes Potential in bezug auf die Kathode hat, können wir als mittlere Geschwindigkeit die Hälfte der maximalen Geschwindigkeit annehmen. Bei der Triodenmessung ändert sich die Gl. (71,2) in:

$$\psi_{Triode} = \omega\left(S_k L_k + 0{,}36\, t_{kg_1} + \frac{2}{3}\, t_{g_1g_2}\right). \tag{71,3}$$

Unter Berücksichtigung der Abmessungen und der Spannungen finden wir:

Röhre	Röhre A ($V_a = V_2 = 200$ V, $I_a = 3$ mA) sec	Rohre B ($V_a = V_2 = 200$ V, $I_a = 8$ mA) sec
t_{kg_1}	$0{,}77 \cdot 10^{-9}$	$0{,}63 \cdot 10^{-9}$
$t_{g_1g_2}$	$0{,}26 \cdot 10^{-9}$	$0{,}28 \cdot 10^{-9}$
$t_{g_2g_3}$	$0{,}49 \cdot 10^{-9}$	$0{,}66 \cdot 10^{-9}$
t_{g_3a}	$0{,}75 \cdot 10^{-9}$	$1{,}00 \cdot 10^{-9}$
$S_k L_k$	$0{,}19 \cdot 10^{-9}$	$0{,}30 \cdot 10^{-9}$

Hieraus ergeben sich folgende Werte:

Röhre	ψ gemessen Grad	ψ berechnet Grad
Röhre A als Triode	6	7,5
,, A als Pentode	22	20,5
,, B	27	25,5

Wir haben A_0 [Gl. (71,1)] auch bei der Frequenz Null (also statisch) gemessen und fanden innerhalb der Meßfehler dieselben Werte wie bei 9,1 m Wellenlänge. Die Übereinstimmung zwischen Messung und Rechnung ist also recht befriedigend.

Bei der Röhre B wurden A_0 und ψ auch als Funktion der Spannung V_3 des Fanggitters gemessen, um den Einfluß der umkehrenden Elektronen festzustellen, und zwar bei 9,1 m Wellenlänge, $V_a = V_2 = 200$ V und einer Steuergitterspannung von —2,4 V:

V_3 (V)	I_a (mA)	A_0 (mA/V)	ψ Grad
0	7,90	4,72	28
—13	7,75	4,52	30
—26	6,90	3,76	35
—36	5,30	2,60	39

Es zeigt sich, daß hier durch die umkehrenden Elektronen ein starker Abfall von A_0 und eine Zunahme von ψ eintreten kann. Diese bei Hochfrequenzpentoden im normalen Betrieb nicht auftretenden Elektronenbewegungen sind bei Hexoden und Heptoden (vgl. Teil I, § 14) bei Verwendung als Verstärkerröhren als normal zu betrachten. In Abb. 203 sind die Amplitude A_0 und

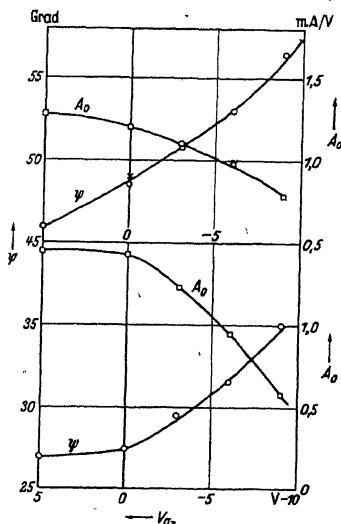



Abb. 203. Oberer Teil: Gemessene Werte für die Amplitude A_0 in mA/V (rechte Skala) und den Phasenwinkel ψ (linke Skala) der aktiven Admittanz $\mathfrak{A}_{akt} = A_0 \exp(-j\psi)$, die der Steilheit des Anodenstroms in bezug auf die Steuergitterspannung (erstes Gitter) entspricht, als Funktion der Spannung von Gitter 3 (horizontal) für die Röhre AH 1. Die zwei Kreuze in der ψ-Kurve der oberen Abbildung gehören zu Messungen, die bei der gleichen Röhre zu einer anderen Zeit ausgeführt sind wie die übrigen Messungen und sollen die Reproduzierbarkeit der Messungen zeigen. Unterer Teil: Dieselben Daten für die Heptode EH 2. Wellenlänge 8,5 m. Spannungen für beide Röhren: Gitter 1: — 2 V, Gitter 2 und 4 je 70 V, Anode 200 V.

der Phasenwinkel ψ der aktiven Admittanz $\mathfrak{A}_{akt}$ [Gl. (71,1)] für eine Hexode AH 1 und für eine Heptode EH 2 als Funktion der Spannung des dritten Gitters (von der Kathode gerechnet) aufgetragen worden. Die Abnahme von A_0 und die Zunahme von ψ bei negativen Werten von V_3 müssen dem Einfluß der vor Gitter 3 umkehrenden Elektronen zugeschrieben werden.

Bei der rechnerischen Verfolgung dieser Vorgänge nehmen wir wieder [vgl. § 70, Gl. (70,4) und (70,5)] an, daß der Teil α der vor Gitter 3 eintreffenden Elektronen durch dieses Gitter hindurchgeht, während der Teil $1-\alpha$ umkehrt. Von diesem Teil $1-\alpha$ gelangt der Teil β ein zweites Mal vor Gitter 3, während der Teil $1-\beta$ hiervon entweder von Gitter 2 oder von der Kathode eingefangen wird. Dieser Vorgang wiederholt sich. Es sei I_0 der zuerst vor Gitter 3 eintreffende Strom (d. h. $I_0 = I_k - I_2$, wobei I_k der Kathodenstrom ist und I_2 der Strom nach Gitter 2, im Falle, daß vor Gitter 3 keine Elektronen umkehren), und I der durch Gitter 3 hindurchgehende Strom. Dann ist:

$$I = I_0 \sum \alpha\,(1-\alpha)^n\,\beta^n = I_0 \frac{}{1-\beta\,(1-\alpha)}. \tag{71,4}$$

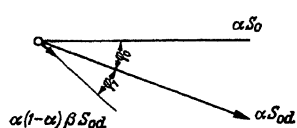



Abb. 204. Zeitvektordiagramm der Steilheiten in einer Hexode oder Heptode. S_0 ist die Steilheit von Anodenstrom und Strom nach Gitter 4 in bezug auf die Steuergitterspannung (Gitter 1) statisch gemessen, wenn vor Gitter 3 keine Elektronen umkehren ($\alpha = 1$). Die Größe αS_0 ist dieselbe Steilheit, statisch gemessen, wenn von den vor Gitter 3 eintreffenden Elektronen der Teil α durch Gitter 3 hindurchgeht. Die Größe αS_{od} ist letztere Steilheit, dynamisch bei einer kurzen Wellenlänge gemessen (Phasenwinkel φ_0). Die Größe $\alpha(1-\alpha)\,\beta\,S_{od}$ ist dieselbe Steilheit für Elektronen, die ein zweites Mal vor Gitter 3 eintreffen (Laufzeitphasenwinkel φ_1). Für Elektronen, die ein drittes Mal vor Gitter 3 eintreffen, wird die Steilheit $\alpha\,(1-\alpha)^2\,\beta^2\,S_{od}$ und der Phasenwinkel gegenüber αS_{od} ist $2\varphi_1$ usw. In der Abbildung ist $\alpha = 0{,}8$ und $\beta = 0{,}5$ gewählt.

Hieraus folgt:

$$1-\alpha = \left(1-\frac{I}{I_0}\right)\left(1-\beta\frac{I}{I_0}\right)^{-1} \tag{71,5}$$

Die Größe α hängt von der Spannung V_3 ab, während β bei festen Spannungen V_2 und V_1 (Schirmgitter und Steuergitter) als eine Konstante betrachtet wird. Für die Steilheiten S und S_0 der Ströme I und I_0 in bezug auf die Steuergitterspannung lassen sich zu Gl. (71,4) und (71,5) genau analoge Formeln, wobei I durch S und I_0 durch S_0 zu ersetzen sind, anschreiben. Diese Formeln gelten für die Frequenz Null, also im statischen Fall. Wenn wir die Steilheit S_0 dynamisch bei hohen Frequenzen messen, wird ein gewisser Phasenwinkel φ_0 gegenüber der Wechselspannung auf dem Steuergitter auftreten, während der absolute Betrag S_{od} dieser dynamischen Steilheit gleich S_0 ist. Dasselbe gilt für den Strom I_0. Die Elektronen, welche ein zweites Mal vor Gitter 3 eintreffen, haben einen längeren Weg in der Röhre zurückgelegt (z. B. von Gitter 3 durch Gitter 2 bis Gitter 1, zurück durch Gitter 2 und wieder bis vor Gitter 3), der dem Phasenwinkel φ_1 entsprechen soll, wobei $\varphi_1 = \omega t$ und t die Laufzeit auf dem genannten Wege ist. Die verschiedenen Anteile der dynamischen Steilheit S_d vom Steuergitter

zur Anode bei hoher Frequenz der Steuergitter-Wechselspannung sind schematisch in Abb. 204 in einem Zeitvektordiagramm gezeichnet worden. Die Anteile αS_{od}, $\alpha(1-\alpha)\beta S_{od}$, $\alpha(1-\alpha)^2\beta^2 S_{od}$, $\cdots$ von S_d müssen vektoriell addiert werden. Wir zerlegen diese Anteile je in eine Komponente in Richtung von αS_{od} und in eine Komponente senkrecht zu dieser Richtung. Erstere Komponente ist nach Abb. 204:

$$S_{od}\{\alpha+\alpha(1-\alpha)\beta\cos\varphi_1+\alpha(1-\alpha)^2\beta^2\cos 2\varphi_1+\cdots\} =$$
$$=\alpha\, S_{od}\frac{1-(1-\alpha)\beta\cos\varphi_1}{1-2(1-\alpha)\beta\cos\varphi_1+(1-\alpha)^2\beta^2}$$

und letztere Komponente:

$$S_{od}\{\alpha(1-\alpha)\beta\sin\varphi_1+\alpha(1-\alpha)^2\beta^2\sin 2\varphi_1+\cdots\} =$$
$$=S_{od}\frac{\alpha(1-\alpha)\beta\sin\varphi_1}{1-2(1-\alpha)\beta\cos\varphi_1+(1-\alpha)^2\beta^2}.$$

Der absolute Betrag von S_d ist gleich der Quadratwurzel aus der Summe der Quadrate dieser Komponenten:

$$(71{,}6)\qquad |S_d| = |S_{od}|\,\alpha\,\{1-2(1-\alpha)\beta\cos\varphi_1+(1-\alpha)^2\beta^2\}^{-1/2}$$

und der Phasenwinkel ψ von S_d gegen S_o wird durch $\psi=\varphi_0+\psi_0$ bestimmt, wobei gilt:

$$(71{,}7)\qquad \operatorname{tg}\psi_0 = \frac{(1-\alpha)\beta\sin\varphi_1}{1-(1-\alpha)\beta\cos\varphi_1}.$$

Da $|S_{od}| = S_0$ ist und die statisch gemessene Steilheit S nach Gl. (71,4) durch

$$(71{,}4\text{a})\qquad S = S_0\frac{\alpha}{1-(1-\alpha)\beta}$$

gegeben ist, wird nach Gl. (71,6):

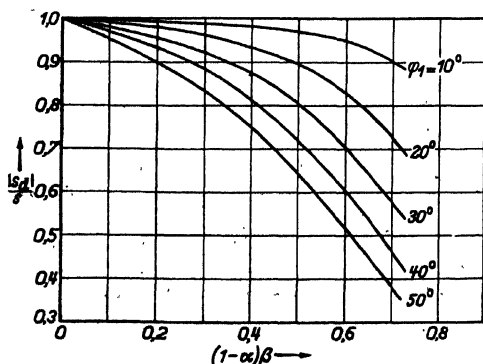
$$(71{,}8)\qquad \frac{|S_d|}{S}=\left(\frac{1-2(1-\alpha)\beta+(1-\alpha)^2\beta^2}{1-2(1-\alpha)\beta\cos\varphi_1+(1-\alpha)^2\beta^2}\right)^{1/2}.$$

Dieser Quotient [Gl. (71,8)] ist in Abb. 205 als Funktion von $(1-\alpha)\beta$ bei verschiedenen Phasenwinkeln φ_1 gezeichnet wor-

Abb. 205. Das Verhältnis des absoluten Betrages S_d der dynamisch gemessenen Steilheit $|S_d|$ zur statisch gemessenen Steilheit S (vertikal) als Funktion von $(1-\alpha)\beta$. Hierbei ist $(1-\alpha)\beta$ der Teil der erstmalig vor Gitter 3 eintreffenden Elektronen, der ein zweites Mal vor Gitter 3 eintrifft. Als Parameter dient der Laufzeitphasenwinkel φ_1 der Elektronen, die ein zweites Mal vor Gitter 3 eintreffen.

den, während Abb. 206 den Phasenwinkel ψ_0 nach Gl. (71,7) ebenfalls als Funktion von $(1-\alpha)\beta$ mit φ_1 als Parameter enthält.

Diese Rechnungsergebnisse können an Hand der Messungen von Abb. 203 nachgeprüft werden. In erster Linie wird erwartet, daß sowohl $|S_d|$ als auch S proportional zu I sind [vgl. Gl. (71,4)]. Wenn wir den Strom und die Steilheit nach Gitter 4 (zweites Schirmgitter) abziehen, erwarten wir, daß sowohl A_0 (Abb. 203) als auch S_a (statische Steilheit des Anodenstromes) proportional zum Anodenstrom I_a sind, wobei I_a durch die Spannung von Gitter 3 geregelt wird. Diese Annahme liegt unserer Berechnung zugrunde [Gl. (71,4)]. In Abb. 207 ist gezeigt, daß sie sowohl bei der Hexode AH 1 als bei der Heptode EH 2 erfüllt ist. Bei kleinen Winkeln φ_1 kann $\sin\varphi_1 = \varphi_1$ und $\cos\varphi_1 = 1$ gesetzt werden. Aus Gl. (71,7) und (71,5) folgt dann, wenn man $\operatorname{tg}\psi_0 = \psi_0$ setzt:

Abb. 206. Der Phasenwinkel ψ_0 der Steilheit S_d als Folge der umkehrenden Elektronen als Funktion von $(1-\alpha)\beta$ bei verschiedenen Werten von φ_1 (vgl. Abb. 205 und Gl. 71, 7 des Textes).

$$(71{,}9)\qquad \psi_0 \approx \frac{1 - I/I_0}{1 - \beta\, I/I_0}\,\frac{\beta\varphi_1}{1 - \beta\,\frac{1 - I/I_0}{1 - \beta\, I/I_0}} = \left(1 - \frac{I}{I_0}\right)\frac{\beta}{1-\beta}\,\varphi_1\,.$$

Für diese kleinen Phasenwinkel muß also ψ_0 und somit auch $\psi = \psi_0 + \varphi_0$ linear vom Strom I, also auch vom Anodenstrom I_a ($I_a = I - I_4$, wobei I_4 der Strom nach Gitter 4 ist) abhängen. Die Abb. 208 zeigt, daß dies durch die Meßpunkte gut erfüllt wird. In Abb. 209 ist I_a für die Röhren AH 1 und EH 2 als Funktion von V_3 gezeichnet. Hieraus geht hervor, daß der maximale Anodenstrom, wobei Gitter 3 alle Elektronen durchläßt, für die Röhre EH 2 etwa 3,0 mA und für die Röhre AH 1 etwa 2,0 mA beträgt. Bei diesen Anodenströmen ist also nach Gl. (71,4) und (71,9) $I = I_0$ und $\psi_0 = 0$ (vgl. Abb. 204).

Wenn der Anodenstrom $I_a = 0$ ist, muß auch $I = 0$ sein und wird ψ_0 nach Gl. (71,9) gleich $\beta\varphi_1(1-\beta)^{-1}$. Diese Überlegungen gestatten, den Winkel ψ_0 aus der Abb. 208 zu entnehmen. Da zwischen ψ_0 und I nach den Messungen der Abb. 208 eine lineare Beziehung besteht, kann man schließen, daß β nahezu unabhängig von V_3 ist. Man findet für die Röhre AH 1: $\beta\varphi_1(1-\beta)^{-1} = 28°$ und für die Röhre EH 2: $\beta\varphi_1(1-\beta)^{-1} = 13{,}5°$. Wir berechnen jetzt den Laufzeitphasenwinkel φ_1 aus den

Röhrenabmessungen: $\varphi_1 = \omega t$ und für t nehmen wir die Elektronenlaufzeit an von Gitter 3 durch Gitter 2 hindurch nach Gitter 1 und wieder zurück nach Gitter 3. Es wird Elektronen geben, die einen kürzeren Weg zurücklegen, aber auch Elektronen, die einen längeren Weg zurück-

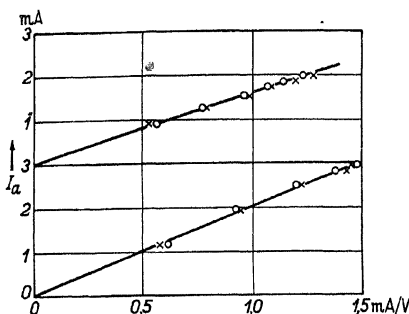



Abb. 207. Oberer Teil: Röhre AH 1 Anodengleichstrom (mA) (vertikal) als Funktion der statisch gemessenen Steilheit des Anodenstroms in bezug auf die Steuergitterspannung (Gitter 1) in mA/V (horizontal) (Kreise) und der dynamisch, bei 8,5 m Wellenlänge gemessenen Steilheit des Anodenstroms (Kreuze), wobei die Steilheiten und der Anodenstrom durch die Spannung von Gitter 3 geregelt werden. Unterer Teil der Abbildung: Dieselben Messungen für die Röhre EH2 (Heptode). Die Meßpunkte liegen auf Geraden, wie bei der Theorie angenommen wurde. Spannungen vgl. Abb. 203.

Abb. 209. Vertikal: Anodenstrom I_a (Gleichstrom) als Funktion der Spannung V_3 von Gitter 3 (horizontal). Oberer Teil für die Röhre EH2, unterer Teil für die Röhre AH 1. Die übrigen Betriebsdaten sind die gleichen wie für die Abb. 203, 207, 208.

legen (z. B. durch Gitter 1 hindurchfliegen). Wenn d der Abstand von Gitter 1 bis Gitter 3 ist und V_2 die Spannung von Gitter 2, so gilt die Formel:

$$(71{,}10)\quad t = \frac{4\,d}{5{,}93\cdot 10^7\; V_2^{1/2}}\ \text{sec.}$$

Bei der Röhre EH2 ist $2\,d = 0{,}26$ cm und für die Röhre AH1 ist $2\,d = 0{,}58$ cm. Die Spannung V_2 ist für beide Röhren 70 V. Man berechnet hieraus für die

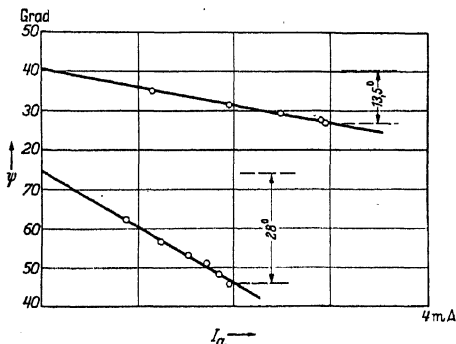



Abb. 208. Vertikal: Phasenwinkel der Steilheit (Anodenstrom in bezug auf Steuergitterspannung) bei 8,5 m Wellenlänge als Funktion des Anodengleichstroms (horizontal). Oberer Teil fur die Röhre EH 2, Unterer Teil für die Röhre AH 1. Für die Zahlen 13,5° und 28° vergleiche man den Text. Spannungen vgl. Abb. 203.

AH1 etwa $\varphi_1 = 30°$ und für die EH2 etwa $\varphi_1 = 14°$ bei 8,5 m Wellenlänge. Folglich ist für beide Röhren $\beta\,(1-\beta)^{-1}$ etwa gleich 1 und $\beta = 0{,}50$.

Wir haben Kontrollmöglichkeiten dieser Werte durch die Messungen der Abb. 203 in bezug auf die Steilheitsamplitude A_0. Bei $V_3 = -9$ V

wird nach Abb. 203: $I_a = 1{,}2$ mA für die Röhre EH 2 und $I_a = 1{,}2$ mA für die Röhre AH 1. Da man annehmen kann, daß der Strom nach Gitter 4 in einem festen Verhältnis zum Anodenstrom steht (unabhängig von V_3), kann das Verhältnis I/I_0 aus Gl. (71,5) bei $V_3 = -9$ V gleich $1{,}2/2{,}0 = 0{,}60$ für die Röhre AH 1 und gleich $1{,}2/3{,}0 = 0{,}40$ für die Röhre EH 2 gesetzt werden. Mit $\beta = 0{,}50$ liefert die Gl. (71,5) für die Größe $1 - \alpha$ den Wert 0,57 bei der Röhre AH 1 und den Wert 0,75 bei der Röhre EH 2. Wir kennen also die Größen $(1 - \alpha)\,\beta$ und φ_1 für beide Röhren und können folglich aus den berechneten Kurven der Abb. 205 Werte für $|S_d|/S$ ablesen. Es ergibt sich für dieses Verhältnis bei der Röhre AH 1: $|S_d|/S = 0{,}93$, bei der Röhre EH 2: $|S_d|/S = 0{,}97$. Jetzt betrachten wir die Abb. 203 und leiten hieraus ebenfalls $|S_d|/S$ ab. Hier sind nicht die Werte $|S_d|$ angegeben, sondern die Amplitude A_0 der Steilheit des Anodenstromes. Wenn wir wieder für den Schirmgitter-

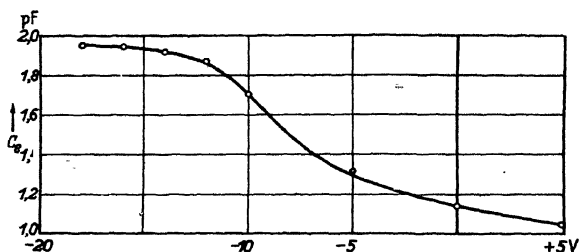



Abb. 210. Eingangskapazität (gemessen) von Gitter 1 (Steuergitter) der Heptode EH 2 (vertikal) in pF (bis auf eine additive Konstante) als Funktion der Spannung von Gitter 3 (horizontal). Betriebsdaten dieselben wie in Abb. 203, 207, 208 und 209.

strom einen von V_3 unabhängigen Bruchteil des Anodenstroms annehmen, und weiterhin bei $V_3 = 5$ V (Abb. 203) $\alpha = 1$ setzen, so ergeben sich aus dieser Abb. 203 für $|S_d|/S_0$ ungefähr die Werte 0,60 bei der Röhre AH 1 und 0,39 bei der Röhre EH 2. Da weiterhin gilt $S = S_0\,\alpha\,[1 - (1 - \alpha)\,\beta]^{-1}$, erhält man für $|S_d|/S$ bei beiden Röhren ungefähr 1 (bei $V_3 = -9$ V). Dieser Wert von $|S_d|/S$ wurde auch direkt gemessen (vgl. Abb. 207). Er stimmt ziemlich gut mit den oben aus α und β berechneten Werten 0,93 bzw. 0,97 überein.

Weitere Kontrollmöglichkeiten ergeben sich im Anschluß an Gl. (70,4) und (70,5) von § 70. In Abb. 210 und 211 sind einige gemessenen Werte der Eingangsadmittanz für die Röhre EH 2 als Funktion von V_3 zusammengestellt, wobei die Betriebsdaten die gleichen waren wie für die oben erwähnten Messungen (Abb. 203, 207, 208 und 209). Man kann aus dem Kurvenverlauf in diesen Abb. 211 und 210 schließen, daß für $V_3 = +5$ V die Größe $\alpha = 1$ ist und für $V_3 = -20$ V etwa gleich 0. Aus den Gl. (70,4) und (70,5) ergibt sich im Falle $\alpha = 0$:

$$(71,11) \qquad \frac{1}{R_r} = \frac{2}{3}\,\omega^2 S_a t_1 (t_1 + t_2)\,\beta\,(1-\beta)^{-2}\ (\text{Ohm})^{-1}$$

und

$$(71,12) \qquad C_r = \frac{2}{3}\,S_a t_1 \beta\,(1-\beta)^{-1}\ (\text{Farad})\,.$$

Hierbei ist t_1 die doppelte Elektronenlaufzeit vom Steuergitter bis zum Schirmgitter, t_2 die doppelte Elektronenlaufzeit vom Schirmgitter bis

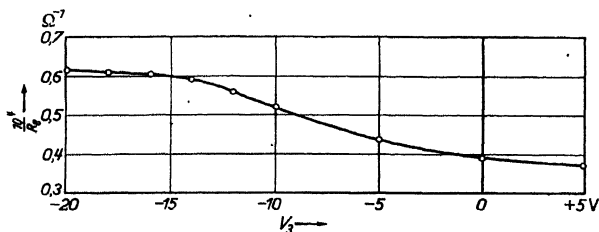



Abb. 211. Reeller Teil (gemessen) der Eingangsadmittanz $1/R_e$ in $(\text{Ohm})^{-1}$ (vertikal) als Funktion der Spannung V_3 von Gitter 3 der Heptode EH 2. Wellenlänge 14,4 m. Übrige Daten wie in Abb. 210.

zum Gitter 3, S_a die Steilheit des Stromes nach Gitter 4 und Anode zusammen in bezug auf die Steuergitterspannung und ω die Kreisfrequenz. Für die Röhre EH2 lesen wir aus Abb. 210 und 211 ab: $1/R_r = 0{,}24 \cdot 10^{-4}$ $(\text{Ohm})^{-1}$ und $C_r = 0{,}90$ pF. Der doppelte Abstand Steuergitter—Schirmgitter ist bei der Röhre EH 2: 0,13 cm, der doppelte Abstand Schirmgitter—Gitter 3 ebenfalls etwa 0,13 cm. Die Laufzeit $t_1/2$ ist bei der Röhre EH 2: $2{,}62 \cdot 10^{-10}$, die Laufzeit $t_2/2$ ebenfalls $2{,}62 \cdot 10^{-10}$ (Spannung $V_2 = 70$ V). Mit $S_a = 1{,}8 \cdot 10^{-3}$ Amp/V (Abb. 207) findet man unter Benutzung der Gl. (71,11) und (71,12) aus diesen Werten bei der Röhre EH 2 beidesmal ungefähr den Wert $\beta = 0{,}5$. Die Übereinstimmung mit dem oben aus den Steilheitsmessungen berechneten Wert $\beta = 0{,}50$ für diese Röhre ist in Anbetracht des Näherungscharakters unserer Berechnungen befriedigend.

Abb. 212. Anodenstrom in mA (vertikal) als Funktion des gesamten Kathodenstroms in mA (horizontal) bei Regelung der Spannung von Gitter 3 für die Röhren AH 1 und EH 2.

Wir gehen noch etwas genauer auf die Bedeutung von β in bezug auf die Elektronenbewegung in den Röhren ein. Die Verringerung der Anzahl Elektronen auf einem geschlossenen Weg von Gitter 3 bis Gitter 1

und zurück nach Gitter 3 kommt durch drei Ursachen zustande: 1. Einfangen von Elektronen durch die Gitterdrähte von Gitter 2. 2. Einfangen durch die dicken Gitterstreben von Gitter 2. 3. Einfangen durch die Kathode. Wir betrachten zunächst die dritte Ursache. Sie muß sich darin äußern, daß der gesamte Kathodenstrom I_k bei Herunterregeln der Spannung von Gitter 3 kleiner wird. Dies zeigen die Kurven der Abb. 212 Die Abnahme von I_k muß durch eingefangene Rückkehrelektronen zustande kommen. Diese Ursache hat, wie Abb. 212 zeigt, eine recht beträchtliche Wirkung. Die erste Ursache kann, wenn man annimmt, daß alle Elektronen senkrecht auf die Fläche von Gitter 2 treffen, aus dem Durchmesser der Gitterdrähte und ihrem Abstand berechnet werden. Man findet unter dieser Annahme für die Röhre EH 2 einen Wert $\beta^1 = 0{,}78$ und für die Röhre AH 1 einen Wert $\beta^1 = 0{,}72$. Die Wirkung der zweiten Ursache kann kaum richtig geschätzt werden. Die berechneten Werte β^1 stellen obere Grenzen dar, unterhalb denen β liegen muß. Wenn man annimmt, daß die Elektronen schräg auf die Fläche von Gitter 2 treffen (wie durch Abbeugung für viele Elektronen der Fall sein wird), so kommen bedeutend kleinere Werte heraus. Durch Zusammenwirken der drei Ursachen können wir jedenfalls das Zustandekommen der gemessenen β-Werte auch quantitativ recht gut verstehen.

Das Einfangen der Rückkehrelektronen durch die Kathode kann man sich so vorstellen, daß die Rückkehrelektronen in die Raumladung zwischen Kathode und Potentialminimum gelangen. Hier unterscheiden sie sich dann nicht mehr von den übrigen Elektronen dieser Raumladung und können wieder genau wie gerade von der Kathode emittierte Elektronen an der Stromlieferung der Röhre mitwirken.

Schrifttum: *16*, *122*, *163*, *179*, *245*, *288*, *292*, *293*, sowie § 81,

§ 72. Elektronenbewegung im Bremsraum. In den §§ 68, 69, 70 und 71, in denen Elektronenlaufzeiteffekte betrachtet werden, sind die Wechselspannungen stets für die Berechnung der Elektronenbewegungen und -laufzeiten vernachlässigbar klein gewesen, so daß diese immer ausschließlich auf Grund der statischen elektrischen Felder berechnet wurden. Wir gehen jetzt einen Schritt weiter und betrachten die Elektronenbewegung in einem statischen elektrischen Felde, dem ein Wechselfeld überlagert ist. Um einen möglichst direkten Anschluß an praktisch bei Mischröhren auftretende Verhältnisse (vgl. Teil I, § 33) zu gewinnen, betrachten wir die in Abb. 213 skizzierte Anordnung. Die Anode erhält gegen die Kathode eine negative Gleichspannung und außerdem eine Wechselspannung, deren Scheitelwert geringer als diese Gleichspannung ist. Es gelangen also keine Elektronen auf die Anode. Das Schirmgitter erhält eine positive Spannung. Wir wollen uns zunächst ohne Rechnung an Hand der Abb. 214 klar machen, daß es Elektronen gibt, die den Schirmgitter-Anodenraum auf ihrem Rückkehrwege mit einer größeren

Energie verlassen als sie beim Eintritt in diesen Raum besaßen. Hierzu wählen wir ein Elektron, für das die Punkte A, B, C der Abb. 213 zeitlich in bezug auf die Anodenspannung wie in Abb. 214 gezeichnet liegen. Im Zeitpunkt A und in allen Augenblicken zwischen A und B (Abb. 214) hat die Anode eine weniger negative Spannung gegen die Kathode als im Zeitpunkt B. Das gewählte Elektron wird auf dem Wege von A bis B (Abb. 213) weniger gebremst, als ohne Anodenwechselspannung der Fall wäre. Der Umkehrpunkt B liegt also näher zur Anode als ohne Anodenwechselspannung unter sonst gleichen Bedingungen. In allen Zeitpunkten zwischen B und C (Abb. 214) ist die Anodenspannung mehr negativ gegen die Kathode als im Punkt B. Das Elektron wird also auf dem Wege von B bis C (Abb. 213) mehr beschleunigt als ohne Anodenwechselspannung. Hinzu kommt noch, daß der Weg BC länger ist als ohne Anodenwechselspannung. Im Punkt C muß das Elektron folglich eine größere kinetische Energie haben als im Punkt A (Abb. 213). Es gibt natürlich auch Elektronen, deren Eintrittszeitpunkt in den Schirmgitter-Anodenraum so ungünstig in bezug auf den zeitlichen Verlauf der Anodenspannung liegt, daß sie diesen Raum mit geringerer kinetischer Energie verlassen als sie beim Eintritt in diesen Raum hatten.

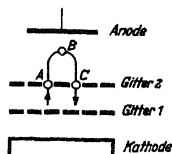



Abb. 213. Tetrode mit positiver Spannung von Gitter 2 in bezug auf die Kathode und negativen Spannungen von Gitter 1 und Anode. Bei der gezeichneten Bahn gelangt ein Elektron im Punkt A in den Schirmgitter-Anodenraum, kehrt im Punkt B um und verläßt diesen Raum im Punkt C. Die Anode erhält außer der genannten negativen Spannung noch eine Wechselspannung hoher Frequenz. Die Elektronen legen daher ihre Bahnen in einem Wechselfeld zurück.

Die eben erläuterten Verhältnisse treten in analoger Form bei Hexoden (z. B. ECH 3) und Heptoden, die als Mischröhren verwendet werden, auf. Hier tritt das Gitter 3 an die Stelle der Anode von Abb. 213. Es gibt im Kurzwellengebiet bei diesen Mischröhren Elektronen, die im Bremsraum so viel kinetische Energie gewonnen haben, daß sie imstande sind, auf das negative Steuergitter 1 zu gelangen (vgl. Teil I, § 33).

Abb. 214. Vertikal: Augenblickswert der Anodenspannung in Abb. 213. Horizontal die Zeit. Die mit A, B und C von Abb. 213 zusammentreffenden Zeitpunkte sind für ein ausgewähltes Elektron eingezeichnet.

Die Bewegungsgleichung eines Elektrons, das in den Schirmgitter-Anodenraum von Abb. 213 eintritt (x ist der Abstand des Elektrons vom Schirmgitter und d ist der Abstand Schirmgitter—Anode, vgl. Abb. 213), lautet:

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = -\frac{e}{m}\left\{\frac{V_2 - V_a}{d} + \frac{E_a}{d}\cos(\omega t + \varphi)\right\}. \tag{72,1}$$

Hierbei ist V_2 die Spannung des Schirmgitters, V_a die Gleichspannung der Anode (V_a ist negativ) und E_a die Amplitude der Anodenwechselspannung. Der Zeitpunkt $t = 0$ soll mit $x = 0$ zusammenfallen. Durch φ wird die Lage des Eintrittszeitpunktes $t = 0$ zum Augenblickswert der

Anodenspannung festgelegt. Nach zweimaliger Integration, wobei wir dx/dt für $t = 0$ gleich $v_0 = 5{,}93 \cdot 10^7\, V_2^{1/2}$ setzen, ergibt sich aus Gl. (72,1):

$$(72{,}1\,\mathrm{a}) \qquad x = v_0\, t - \frac{2\, v_0}{t_0}\left[\frac{t^2}{2} + \frac{p}{\omega^2}\left\{\cos(\omega t + \varphi) + \omega t \sin\varphi - \cos\varphi\right\}\right].$$

Hierbei ist $t_0 = 2\, d m\, v_0 / e (V_2 - V_a)$ und $p = E_a/(V_2 - V_a)$. Durch Nullsetzen von x erhalten wir (außer der trivialen Lösung $t = 0$) die gesamte Laufzeit t_1 im Schirmgitter-Anodenraum. Hierbei ist t_0 der Wert der Elektronenlaufzeit t_1, wenn keine Wechselspannung E_a vorhanden ist. Außerdem folgt aus Gl. (72,1a) die Geschwindigkeit $v = dx/dt$ in jedem Zeitpunkt, also auch v_1 für $t = t_1$. Man findet:

$$(72{,}2) \qquad t_1 = t_0 + C_1\, p + C_2\, p^2 + \cdots$$

und

$$C_1 = -\frac{2}{\omega^2 t_0}\left\{(\omega t_0 - \sin\omega t_0)\sin\varphi - (1 - \cos\omega t_0)\cos\varphi\right\},$$

$$C_2 = -\frac{C_1^2}{t_0} - \frac{2\, C_1}{\omega t_0}\left\{(1 - \cos\omega t_0)\sin\varphi - \sin\omega t_0 \cdot \cos\varphi\right\}.$$

Der Gewinn (oder Verlust) an kinetischer Energie, den das Elektron im Schirmgitter-Anodenraum bei einem Hin- und Rücklauf erfährt, kann aus $m v_1^2/2 - m v_0^2/2$ berechnet werden. Drücken wir diesen Energiegewinn (oder -verlust) in Volt aus (V_e) so ist:

$$(72{,}3) \quad \begin{cases} V_e = E_a \dfrac{V_2}{V_2 - V_a}\, \Phi \sin\left(\varphi + \dfrac{\omega t_0}{2}\right) + \dfrac{E_a^2\, V_2}{(V_2 - V_a)^2}\, \Phi \sin\left(\dfrac{\omega t_0}{2}\right) + \\ \quad + 4\, \dfrac{E_a^2\, V_2}{(V_2 - V_a)^2}\, \dfrac{\omega t_0 - \sin\omega t_0}{(\omega t_0)^2} \sin(2\varphi + \omega t_0) + \end{cases}$$

Die Funktion Φ von ωt_0 wird durch die Gleichung:

$$(72{,}4) \qquad \Phi = 4\left\{\sin\left(\frac{\omega t_0}{2}\right) - \left(\frac{\omega t_0}{2}\right)\cos\left(\frac{\omega t_0}{2}\right)\right\}\left(\frac{\omega t_0}{2}\right)^{-2}$$

gegeben. Die Funktionen Φ und $\Phi \sin(\omega t_0/2)$ sind in Abb. 215 gezeichnet worden.

Wenn die Amplitude E_a der Anodenwechselspannung klein ist in bezug auf $V_2 - V_a$, können die beiden letzten Summanden in Gl. (72,3) in bezug auf den ersten vernachlässigt werden. Beschränken wir uns zunächst auf dieses erste Glied, so ist aus Abb. 215 zu ersehen, daß der Energiegewinn in Volt der Elektronen im Schirmgitter-Anodenraum mehr als das 1,7-fache der Wechselspannungsamplitude E_a auf der Anode betragen kann. Natürlich können nur verhältnismäßig wenige Elektronen diesen großen Energiegewinn erfahren. Die Größe t_0 ist die Elektronenlaufzeit vom Punkt A über B nach C in Abb. 213, wenn $E_a = 0$ ist (keine Wechselspannung auf der Anode). Weiterhin ist $\omega t_0/2 = \pi t_0/T$, wenn T die Periode der Anodenwechselspannung bedeutet. Aus Gl. (72,3) und

Abb. 215 [Kurve $\Phi \sin (\omega t_0/2)$] geht für $\varphi = 0$ [Gl. (72,3)] bei Werten E_a klein gegen $(V_2 - V_a)$ hervor, daß der größte Energiegewinn auftritt für t_0/T, etwas größer als 1/2. Wird die Laufzeit t_0 größer in bezug auf die Periodendauer T, so nimmt der Energiegewinn der Elektronen im Schirmgitter-Anodenraum ab und verschwindet fast vollständig, wenn t_0 ungefähr gleich T wird. Bei größeren Werten von t_0/T tritt Energieverlust ein, bis etwa t_0/T gleich 23/16 (Abb. 215), und bei noch größeren t_0-Werten wieder Energiegewinn, usw. Diese Maxima höherer Ordnung erreichen aber bei weitem nicht die Höhe des ersten Maximums für den Energiegewinn (Abb. 215).

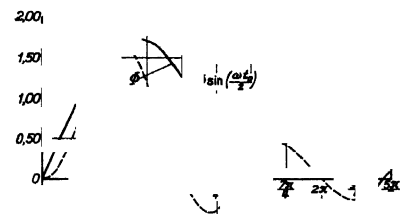



Abb. 215. Hilfsfunktionen Φ und $\Phi \sin (\omega t_0/2)$ aus Gl. (72,3) (vertikal) als Funktion von $\omega t_0/2$.

Als Funktion von φ ist die Amplitude $p V_2 \Phi$ ein Maß für den Energiegewinn, den die Elektronen erfahren können.

In praktischen Anwendungen (z. B. Mischröhren) ist t_0/T oft als eine kleine Größe (gegen 1) zu betrachten. In diesem Fall vereinfacht sich Gl. (72,3) zu:

$$V_e = \frac{2}{3} \omega E_a \frac{\;}{(2 e V_2/m)^{1/2} \sqrt{V_2 - V_a}} \sin \varphi \quad \text{(Volt)} . \tag{72,3a}$$

Dieser Energiegewinn ist also proportional zum Schirmgitter-Anodenabstand, zur Anodenwechselspannungsamplitude E_a, ungefähr (bei $V_a/V_2 \ll 1$) zu $V_2^{-1/2}$ und zur Frequenz. Hieraus geht unmittelbar hervor, welche Faktoren, z. B. bei Hexodenmischröhren, betrachtet werden müssen, damit der hier behandelte Effekt nicht stört, d. h. der Energiegewinn klein bleibt. Es hat sich gezeigt, daß durch Einhaltung der aus Gl. (72,3a) folgenden Regeln: d klein, E_a klein, tatsächlich eine bedeutende Verringerung der störenden Effekte bei Mischröhren auftritt (vgl. Teil I, § 33).

Bei den obigen Überlegungen sind nur Elektronen betrachtet worden, die den Schirmgitter-Anodenraum ein einziges Mal durcheilen. Im Anschluß an die Erörterungen von § 71 ist es möglich, das mehrmalige Hin- und Herpendeln der Elektronen in Betracht zu ziehen. Die Gl. (72,3) stellt den in Volt ausgedrückten Energiegewinn für Elektronen dar, deren erster Eintrittszeitpunkt in den Schirmgitter-Anodenraum durch den Phasenwinkel φ bestimmt ist [vgl. Gl. (72,1)], und zwar im Augenblick, daß sie diesen Raum zum erstenmal wieder verlassen. Wir nehmen an, daß diese Elektronen zum Teil bis Gitter 1 laufen und dann wieder zurück nach Gitter 2. Die mittlere Laufzeit auf diesem Wege sei t_2. Von den Elektronen, die zum erstenmal den Schirmgitter-Anodenraum verlassen, soll der Teil β zum zweitenmal in diesen Raum eintreten, während der

Teil 1 — β durch Gitter 2, Gitter 1 oder durch die Kathode eingefangen wird (vgl. §71). Genau genommen hängt β von φ ab, da dieser Phasenwinkel bestimmt, ob ein Elektron auf Gitter 1 landen kann. Man kann β aber in erster Näherung, genau wie in §71, wegen der relativ geringen Anzahl der von Gitter 1 eingefangenen Elektronen, als von φ unabhängig betrachten, wenn die Spannungen und Röhrendaten festgelegt sind. Wenn N die Anzahl der Elektronen ist, die bei erstmaligem Eintritt in den Schirmgitter-Anodenraum den Phasenwinkel φ aufweisen, so betreten βN-Elektronen diesen Raum zum zweitenmal mit einem Phasenwinkel $\varphi + \omega (t_1 + t_2)$ usw. Man kann $\omega (t_1 + t_2)$ günstig wählen, damit die betreffenden Elektronen auch beim zweiten-, drittenmal usw. im Schirmgitter-Anodenraum Energie gewinnen. Als Besipiel sei $\omega (t_1 + t_2) = 2\pi$ und $\varphi = 0$. Dann gewinnen z. B. für $\omega t_0/2 = \pi/2$ die Elektronen jedesmal eine beträchtliche Energie [vgl. Abb. 215 und Gl. (72,3)]. Dagegen führt $\omega (t_1 + t_2) = \pi$ in diesem Fall beim zweitenmal zu Energieverlust. Die Größenordnung von β wird bei den gebräuchlichen Röhrenabmessungen etwa 0,5 sein (vgl. §§ 70 und 71).

Der von den Elektronen aufgenommene Energiegewinn muß durch den Wechselspannungserzeuger, der für die Anodenwechselspannung sorgt, geliefert werden. Von dieser Anodenseite gesehen ist der Energiegewinn der Elektronen gleichbedeutend mit einem reellen Teil der Admittanz zwischen Anode und Kathode. Diesen reellen Teil nennen wir $1/R_a$. Die vom Wechselspannungserzeuger gelieferte Energie ist dann $E_a^2/2\, R_a$. Wir können diesen Wert unter der Annahme, daß die Elektronen nur ein einziges Mal in den Schirmgitter-Anodenraum gelangen, aus Gl. (72,3) berechnen. Die mittlere Voltenergie V_e, welche von einem Elektron aufgenommen wird, folgt sofort aus Gl. (72,3) durch Mittelbildung über den Phasenwinkel φ. Hierbei bleibt nur der zweite Summand von Gl. (72,3) übrig. Diesen Energiegewinn müssen wir mit der Gesamtzahl der in den Schirmgitter-Anodenraum tretenden Elektronen multiplizieren. Der Strom der Elektronen, die das erste Mal in diesen Raum treten, sei I_0. Dann ist die Zahl der pro Sekunde in diesen Raum tretenden Elektronen I_0/e, wobei e die Elektronenladung darstellt. Folglich ist der Energiegewinn pro Sekunde für alle diese Elektronen:

$$(72{,}5) \qquad \frac{e\, V_e I_0}{e} = \frac{I_0\, E_a^2}{(V_2 - V_a)^2}\, V_2\, \Phi \sin\left(\frac{\omega t_0}{2}\right) = \frac{E_a^2}{2\, R_a}$$

Hieraus ergibt sich für den reellen Teil $1/R_a$ der Anodenadmittanz der Wert:

$$(72{,}6) \qquad \frac{1}{R_a} \doteq 2\, \frac{I_0}{(V_2 - V_a)^2}\, V_2\, \Phi \sin\left(\frac{\omega t_0}{2}\right) \text{Ohm}^{-1}.$$

Für die Funktion $\Phi \sin (\omega t_0/2)$ sei nach Abb. 215 verwiesen. Aus dieser Abb. 215 folgt, daß $1/R_a$ sowohl positiv als auch negativ sein kann. Im letzteren Fall liefern die Elektronen also Energie an den Wechselspan-

nungserzeuger im Außenkreis der Röhre. Im Falle, daß ωt_0 klein gegen 1 ist, vereinfacht sich Gl. (72,6) bei Einsetzen des Wertes von t_0 zu:

$$\frac{1}{R_a} = \frac{16}{3}\frac{m}{e}\frac{\omega^2 I_0 d^2}{V_2^2}\left(\frac{V_2}{V_2 - V_a}\right)^4 (\text{Ohm})^{-1}. \tag{72,7}$$

Hierbei ist e/m gleich $17{,}6 \cdot 10^{14}$ (cm²sec⁻² V⁻¹).

Bei der Berechnung von $1/R_a$ können in einfacher Weise die Elektronen, welche mehr als einmal den Schirmgitter-Anodenraum betreten, berücksichtigt werden. Unter Einführung des Faktors β wird der resultierende Strom, der in den Schirmgitter-Anodenraum tritt:

$$I_r = I_0 (1 + \beta + \beta^2 + \cdots) = \frac{I_0}{(1 - \beta)}.$$

Dieser resultierende Strom I_r muß an die Stelle von I_0 in die Gl. (72,6) und (72,7) eingesetzt werden, wenn wir das mehrmalige Rückkehren der Elektronen in den Schirmgitter-Anodenraum berücksichtigen.

Schrifttum: *14, 96, 155, 218, 219, 290.*

§ 73. Messungen über Röhren mit Bremsraum. Laufzeitgleichrichter. Zur Prüfung der in § 72 aufgestellten Formeln haben wir zunächst Messungen nach dem Schaltbild (Abb. 216) durchgeführt.

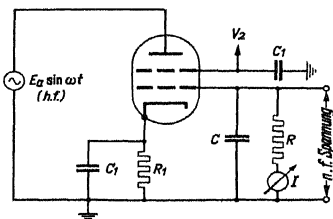



Abb. 216. Schaltbild zur Messung von Abb. 218, 219 und 220. C_1 Blockkondensatoren 10^4 *pF*, R_1 Widerstand zur Erzeugung einer negativen Spannung des Steuergitters gegen die Kathode, etwa 300 Ohm. *C* Kondensator 100 *pF*, *R* Widerstand etwa 1 M Ohm. Zwischen Anode und Erde ist noch eine in der Abbildung nicht gezeichnete negative Spannung angeordnet.

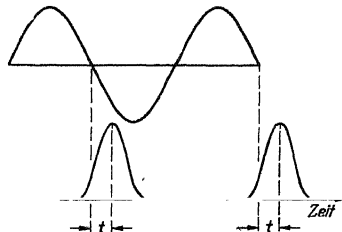



Abb. 217. Oberer Teil: Wechselspannung auf der Anode der Tetrode von Abb. 216 als Funktion der Zeit. Unterer Teil: Strom durch den Widerstand *R* von Abb. 216 als Funktion der Zeit, als Folge der Wechselspannung im oberen Teil. Die Zeitdifferenz *t* entspricht etwa der Elektronenlaufzeit von der Anode zum Steuergitter (Gitter 1).

Der Schirmgittergleichstrom erzeugt über dem Widerstand R_1 eine Gleichspannung, wodurch sowohl das Steuergitter als die Anode eine negative Gleichspannung in bezug auf die Kathode erhalten. Durch die Wirkung der im Anodenkreis aufgenommenen Wechselspannungsquelle (Frequenz etwa $3 \cdot 10^7$ Hz) werden im Bremsraum Elektronen erzeugt, die nach den Erörterungen in § 72 diesen Raum mit einer höheren kinetischen Energie verlassen, als sie beim Eintritt in den Bremsraum hatten. Die in die Nähe der Kathode und des Steuergitters gelangenden Bremselektronen haben noch eine solche Energie, daß sie imstande sind, auf dem negativ vorgespannten Steuergitter zu landen. Hierdurch entsteht ein Elektronenstrom nach dem Steuergitter,

der über dem Widerstand R der Schaltung (Abb. 216) eine Spannung erzeugt. Diese Verhältnisse sind in Abb. 217 veranschaulicht. Es entstehen im Steuergitterkreis Stromstöße, die gegen den abwärts gerichteten Nulldurchgang (vgl. den oberen Teil der Abb. 217) der Wechselspannung auf der Anode einen kleinen Zeitunterschied t aufweisen, der durch die Elektronenlaufzeit von der Anode zum Steuergitter bedingt wird. Wir haben den Gleichstrom I durch den Widerstand R (Abb. 216) gemessen und den Wert IR als Funktion der effektiven Wechselspannung $E_a/\sqrt{2}$ der Anodenspannungsquelle gezeichnet (Abb. 218). Wir haben hier eine Anordnung vor uns, die aus Wechselspannung (auf der Anode) eine Gleichspannung (zwischen Steuergitter und Kathode) erzeugt. Man nennt eine solche Anordnung einen Gleichrichter. Diese besondere Anordnung ist „Laufzeitgleichrichter" genannt worden, weil ihre Wirkung auf einer endlichen Elektronenlaufzeit zwischen Schirmgitter und Anode, gemessen an einer Periode der Anodenwechselspannung, beruht. Dieser Laufzeitgleichrichter kann, genau wie z. B. ein Diodengleichrichter, dazu benutzt werden, die Modulation (Musik) einer modulierten hochfrequenten Trägerwelle von der Trägerwelle selbst zu trennen.

Abb. 218. Messungen mit dem Laufzeitgleichrichter (Abb. 216). Vertikal: Gleichstrom I durch den Widerstand R von Abb. 216 multipliziert mit R als Funktion von $E_a/\sqrt{2}$ (horizontal), wobei E_a die Amplitude der Anodenwechselspannung bezeichnet. Schaltung vgl. Abb. 216. Wellenlänge 10 m. Die Elektronen, welche im Schirmgitter-Anodenraum (vgl. Abb. 213) einen Energiegewinn erfahren haben, können auf das Steuergitter (das negative Spannung gegen die Kathode hat) gelangen.

Als nächste Messung haben wir in der Schaltung von Abb. 216 den Widerstand R fortgelassen und eine zusätzliche variable negative Spannung zwischen Anode und Kathode, sowie zwischen Steuergitter und Kathode angeordnet. Als relatives Maß für die gesamte in den Schirmgitter-Anodenraum gelangende Anzahl von Elektronen können wir den Schirmgitterstrom I_2 benutzen. Wir haben den Strom I zum Steuergitter im Verhältnis zu I_2 als Funktion der negativen Spannung V_1 des Steuergitters bei verschiedenen Gleichspannungen der Anode und des Schirmgitters und Wechselspannungen der Anode gemessen (Abb. 219). Das Zusammenfallen der Kurven 1 und 2 sowie der Kurven 3 und 4 bestätigt die Gl. (72,3a). Bei $I/I_2 = 10^{-5}$ schneiden die Kurven 3 und 4 die horizontale Achse bei etwa —3,9 V, die Kurven 1 und 2 bei etwa —1,95 V. Dies kann mit der Gl. (72,3a) in Zusammenhang gebracht werden, demnach erwartet werden kann, daß der Voltenergiegewinn V_e der Elektronen im Bremsraum für die Kurven 3 und 4 das Zweifache des Voltenergiegewinns im Falle der Kurven 1 und 2 beträgt.

Endlich sind zur experimentellen Prüfung von Gl. (72,7) einige Messungen bei der Röhre von Abb. 219 ausgeführt worden (Abb. 220). Zunächst zeigen diese Kurven eine genaue Proportionalität von $1/R_a$ zu I_2 (Schirmgitterstrom), die wegen der Proportionalität von I_2 zu I_0 als eine Bestätigung der Gl. (72,7) aufgefaßt werden kann. Weiter müssen für einen festen I_2-Wert die Werte $1/R_a$ für die Kurven 1, 2 und 3 im Verhältnis 1 : 1/4 : 1/9 stehen, was in Abb. 220 recht befriedigend erfüllt ist. Die Abb. 220 läßt auch eine numerische Prüfung der Gl. (72,7) zu. Es ist $d = 0{,}63$ cm, $\omega = 2{,}0 \cdot 10^8$, I_0 für $I_2 = 2$ mA wird etwa 3,5 mA, $V_2 = 30$ V und $V_a = -2$ V (Kurve 1). Man erhält für $10^6/R_a$ den Wert etwa 126, während 128 gemessen wurde. Die Übereinstimmung ist recht befriedigend. Da die drei Kurven in Abb. 220 relativ zueinander gemäß Gl. (72,7) liegen, können alle Meßpunkte der Abb. 220 als numerische Bestätigung von Gl. (72,7) aufgefaßt werden.

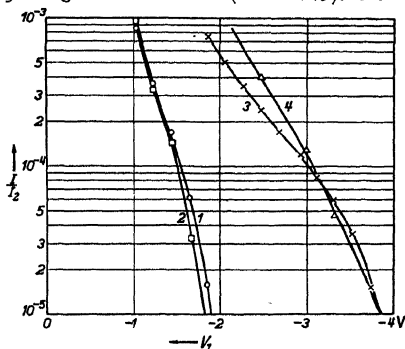



Abb. 219. Vertikal: Verhältnis des Stromes I nach dem Steuergitter zum Strom I_2 nach dem Schirmgitter. Horizontal: Spannung V_1 des Steuergitters gegen die Kathode. Schaltung wie Abb. 216, aber $R = 0$, eine regelbare Spannung zwischen Kathode und Steuergitter und eine feste negative Anodenspannung. Kurve 1 (Kreise) $V_2 = 50$ V, $V_a = -10$ V, $E_a = 1{,}4$ V, Kurve 2 (Quadrate): $V_2 = 50$ V, $V_a = -50$ V, $E_a = 1{,}4 \cdot \left(\frac{100}{60}\right)^2$ V, Kurve 3 (Kreuze): $V_2 = 100$ V, $V_a = -20$ V, $E_a = 2{,}8\sqrt{2}$ V Kurve 4 (Dreiecke): $V_2 = 50$V, $V_a = -10$ V, $E_a = 2{,}8$ V. Wellenlänge bei allen Kurven: 10 m.

Abb. 220. Experimentelle Prüfung der Gl. (72,7). Vertikal: $10^6/R_a$, wobei $1/R_a$ in (Ohm)$^{-1}$ ausgedrückt den reellen Teil der Anodenadmittanz bezeichnet. Horizontal: Schirmgitterstrom I_2 in mA. Wellenlänge 9,4 m. Schaltung wie für Abb. 216 angegeben. Kurve 1: $V_2 = 30$ V, $V_a = -2$ V, Kurve 2: $V_2 = 60$ V, $V_a = -4$ V, Kurve 3: $V_2 = 90$ V, $V_a = -6$ V. Anodenwechselspannung E_a einige Zehntel Volt.

Als Anwendung der Überlegungen von § 72 betrachten wir das Elektrodensystem einer Oktode (vgl. Abb. 187). Das Gitter 3 hat eine positive Spannung in bezug auf die Kathode, das Gitter 4 eine negative Spannung und das Gitter 5 eine positive Spannung. Zwischen Gitter 3 und Gitter 4 werden die Elektronen abgebremst. Wenn Gitter 4 außer der genannten negativen Gleichspannung noch eine Wechselspannung in bezug auf die Kathode erhält, haben wir einen Bremsraum im Sinne von § 72 vor uns. Der reelle Teil der Admittanz zwischen Gitter 4 und der Kathode kann unter gewissen Bedingungen durch eine Formel, analog

zur Gl. (72,6) dargestellt werden. Da die in Gl. (72,6) auftretende Funktion Φ sin $(\omega t_0/2)$ unter Umständen negative Werte annehmen kann (vgl. Abb. 215), ist es theoretisch möglich, einen negativen Wert für den Widerstand zwischen Gitter 4 und Kathode zu erhalten. Messungen haben für Oktodensysteme nach Abb. 187 und 228 bei etwa 3 m Wellenlänge negative Widerstandswerte in der Größenordnung — 1000 Ohm ergeben. Die Formel (72,6) kann diese Meßwerte für die betreffende Wellenlänge nicht erklären, es muß also noch eine weitere Ursache für diese negativen Widerstände geben. Dieser zusätzliche Effekt rührt von den durch Gitter 4 hindurchgehenden Elektronen her. Eine genaue Theorie dieser interessanten Wirkungen steht aber zur Zeit noch aus.

Schrifttum: *96, 155, 218, 219, 254a, 282, 290.*

§ 74. **Messungen der Elektronenbewegung in Oktoden.** Bei der Elektronenbewegung in Oktoden kann im gewissen Sinne von einer Synthese der Betrachtungen in den §§ 73, 72, 71 und 70 gesprochen werden, da einerseits manche Erscheinungen mit der Elektronenbewegung in statischen Feldern erklärt werden können, während bei anderen die Elektronenbewegung in elektrischen Wechselfeldern zur Erläuterung herangezogen werden muß (wie z. B. am Schluß von § 73).

Bei den Kurzwellenmessungen, die unsere theoretischen Betrachtungen ergänzen, haben wir von besonders für diesen Zweck entwickelten und gebauten Meßanordnungen Gebrauch gemacht, wobei alle erdenkliche Sorgfalt auf die Vermeidung der Induktion von Wechselspannungen und -strömen auf unkontrollierten Wegen verwendet wurde. Alle Einzelteile der Schaltungen sind in Blechbehältern eingeschlossen, die unter sich durch angelötete Kupferröhren, welche die notwendigen Leitungen enthalten, verbunden sind. Ein Beispiel für solche Vorrichtungen zeigt die Abb. 221.

Wir betrachten die Oktoden, deren Aufbau im Querschnitt (Abb. 187) skizziert worden ist. Zur Erlangung eines Bildes der mittleren Elektronenbewegung ist es nützlich, die Admittanz zwischen Gitter 1 und der Kathode als Funktion der Spannung von Gitter 4 gegen die Kathode, bei festen Spannungen der übrigen Elektroden, zu messen. Die Messungen verlaufen vollkommen parallel zu den in § 71 behandelten Messungen der Admittanz zwischen Gitter 1 und der Kathode der Röhren EH2 und AH1 als Funktion der Spannung von Gitter 3 gegenüber der Kathode. Vor Gitter 4 der Oktode kehrt ein Teil der von Gitter 3 her eintreffenden Elektronen um und gelangt zum Teil nach Gitter 3, Gitter 2 und zum übrigen Teil in die Nähe von Gitter 1 (vgl. Abb. 187). Der zuletzt genannte Teil der umkehrenden Elektronen verursacht eine Zunahme des reellen und des imaginären Teiles der Admittanz zwischen Gitter 1 und der Kathode. Wenn wir diese Zunahme bzw. $1/R_r$ und $j\omega C_r$ nennen, so

können für $1/R_r$ und C_r die bereits in §§ 70 und 71 angewandten Formeln [vgl. Gl. (70,4) und (70,5), sowie § 81, Anhang II]:

$$(74{,}1)\qquad \frac{1}{R_r} = \frac{8}{3}\,\omega^2 S\, t_1\,(t_1 + t_2)\,\beta\;(1 - \alpha)\,[1 - \beta\,(1 - \alpha)]^{-2}\ \mathrm{Ohm}^{-1}$$

und

$$(74{,}2)\qquad C_r = \frac{4}{3}\,S\, t_1\,\beta\,(1 - \alpha)\,[1 - \beta\,(1 - \alpha)]^{-1}\ \mathrm{Farad}$$

verwendet werden. Bei der Anwendung dieser Formeln auf die Oktode muß unter S die Steilheit des Stromes nach dem Gitter 5, dem Gitter 6

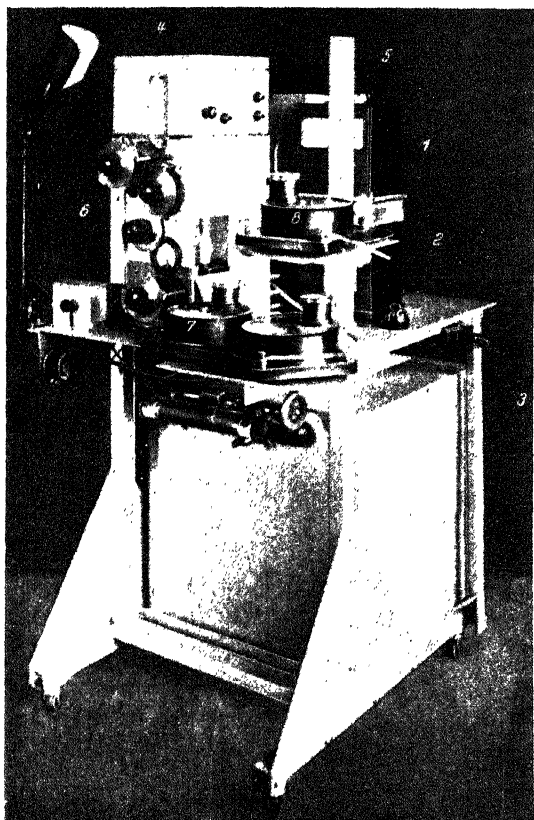



Abb. 221. Vorrichtung zur Ausführung dynamischer Messungen bei Mischröhren (Hexoden, Heptoden, Oktoden) im Kurzwellengebiet bis etwa 100 MHz. Die Ziffern bezeichnen: *1* und *2* Triodenvoltmeter zur Bestimmung von Wechselspannungen mit Frequenzen im Gebiet 100 bis 2000 kHz. (Zwischenfrequenzspannungen), *3*, *4*, *5* Blechbehälter für Batterien, *6* Blechbehälter der Schaltungselemente der Mischröhre und einiger Verstärker (mehrere Abteilungen), *7* und *8* Mikroamperemeter von Diodenvoltmetern zur Messung von Wechselspannungen für Frequenzen bis 100 MHz.

und der Anode zusammen in bezug auf die Spannung von Gitter 1 für den Fall, daß vor Gitter 4 keine Elektronen umkehren, verstanden werden, unter t_1 die Elektronenlaufzeit zwischen Gitter 1 und 3, unter t_2 die Elektronenlaufzeit von Gitter 3 bis zum Umkehrpunkt der Elektronen zwischen Gitter 3 und 4. Diese Bezeichnungen (t_1, t_2) weichen von den analogen Bezeichnungen in § 70 insoweit ab, als dort mit diesen Buchstaben die doppelten Laufzeiten zwischen den entsprechenden Elektroden bezeichnet worden sind. Wenn ein Elektron vor Gitter 4 eintrifft, ist α die Wahrscheinlichkeit, daß es durch Gitter 4 hindurchgeht und $1-\alpha$ die Wahrscheinlichkeit, daß es umkehrt. Von den vor Gitter 4 umkehrenden Elektronen trifft der Teil β ein zweites Mal vor Gitter 4 ein, während der Teil $1-\beta$ durch Gitter 3, Gitter 2 oder die Kathode eingefangen wird. Diese Definitionen sind genau analog zu den entsprechenden für die Röhren EH 2 und AH 1 in § 71. Die Abb. 222 und 223 zeigen die für die Admittanz zwischen Gitter 1 und der Kathode gemessenen Werte. Bei diesen Messungen betrug die Wechselspannung zwischen Gitter 1 und der Kathode etwa 0,2 V. In Abb. 224 sind die Ströme nach den verschiedenen Elektroden derselben Oktode, die für Abb. 222 und 223 benutzt wurde, bei einer Spannung von Gitter 1 gegen die Kathode von —2 V als Funktion der Spannung von Gitter 4 dargestellt und zwar für die zu den Kurven 1 und 2 der Abb. 222 und 223 gehörigen Fälle. Den Strom nach Gitter 5 und 6 und nach der Anode zusammen nennen wir I und der

Abb. 222. Vertikal: Reeller Teil $1/R$ der Admittanz zwischen Gitter 1 und Kathode einer Oktode (Abb. 187) in (Ohm)$^{-1}$, multipliziert mit 10^5. Spannung von Gitter 1 gegen die Kathode —2 V. Kurve 1: Spannung V_2 (Gitter 2) 0 V, $V_3 = 70$ V (Gitter 3), Gitter 5 (V_5) 70 V, Gitter 6 (V_6) 70 V, Anode 70 V. Kurve 2: $V_2 = 90$ V, $V_3 = 70$ V, $V_5 = 70$ V, $V_6 = 70$ V, Anode 70 V. Horizontal: Spannung V_4 von Gitter 4 (gegen die Kathode) in Volt. Wellenlänge 16,1 m.

Abb. 223. Der imaginäre Teil der Admittanz zwischen Gitter 1 und Kathode einer Oktode (Abb. 187) ist gleich $j\omega C$ gesetzt. Vertikal ist C (bis auf eine additive Konstante) in pF abgetragen. Horizontale Achse wie in Abb. 222. Spannungen zu den Kurven 1 und 2 wie in Abb. 222.

Wert von I im Falle $\alpha = 1$ (also V_4 positiv, vgl. Abb. 224) sei I_0. Dann kann unter Anwendung der Gl. (71,4) und (71,5) aus I/I_0 für jeden Wert von V_4 der Quotient $\alpha\,[1 - \beta\,(1 - \alpha)]^{-1}$ berechnet werden:

$$\frac{\alpha}{1 - \beta\,(1 - \alpha)} = \frac{I}{I_0}. \tag{74,3}$$

Wenn wir S, t_1, t_2 und I/I_0 als bekannt betrachten, haben wir in den Gl. (74,1), (74,2) und (74,3) drei Gleichungen für die beiden unbekannten

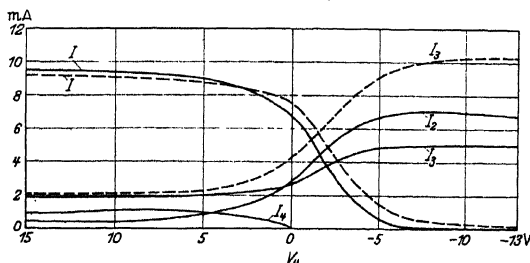
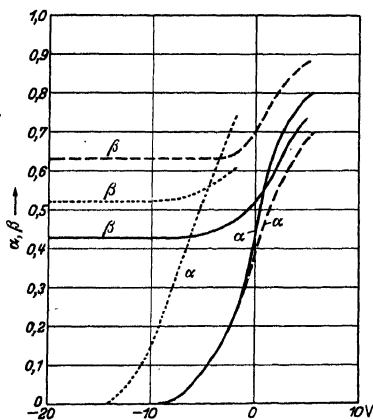



Abb. 224. Vertikal: Ströme in mA (Oktode der Abb. 187). Horizontal: Spannung V_4 (Gitter 4) gegen die Kathode in Volt. Übrige Spannungen für die ausgezogenen Kurven: $V_a = V_3 = V_6 = V_5 = 70$ V, $V_2 = 90$ V. Für alle Kurven: $V_1 = -2$ V. Die Zeiger beziehen sich auf das betreffende Gitter (Abb. 187). I_2, I_3, I_4 sind Ströme nach Gitter 2, Gitter 3, Gitter 4. I ist der Strom nach der Anode (a), Gitter 6 und Gitter 5 zusammen. Gestrichelte Kurven: $V_a = V_6 = V_5 = V_3 = 70$ V, $V_2 = 0$ V.

Größen α und β. Wir haben somit noch eine Kontrollmöglichkeit. Die hieraus erhaltenen Werte von α und β sind in Abb. 225 als Funktion von V_4 zusammengestellt worden, wobei zugleich noch die nach den Messungen in § 71 (Abb. 203, 210, 211) berechneten Werte von α und β für die Röhre EH 2 (wobei als horizontale Achse die Spannung von Gitter 3 gegen die Kathode zu lesen ist) aufgetragen sind. Der Verlauf von α und von β hat in allen Fällen denselben Charakter. Die in den Abb. 222 und 223 zutage tretenden Anomalien bei etwa $V_4 = -2$ V sind durch Mittelwertbildung abgeflacht worden. Die Ursachen für diese Anomalien im Verlauf von $1/R_r$ und von C_r als Funktion von V_4 hängen wahrscheinlich mit den Bahnen der umkehrenden Elektronen zwischen Gitter 3 und 4 der Oktode zusammen. Bei den Röhren AH1 und EH2 sind sie nicht vorhanden.

Abb. 225. Vertikal: α und β. Horizontal für die ausgezogenen und für die gestrichelten Kurven: Spannung V_4 einer Oktode (Abb. 187). Spannungen für die ausgezogenen und für die gestrichelten Kurven wie für die ebenso bezeichneten Kurven von Abb. 224. Die punktierten Kurven beziehen sich auf die Heptode EH2. Hierfür ist Horizontal die Spannung von Gitter 3 (von der Kathode gerechnet) abgetragen. Die übrigen Spannungen für die EH2 sind: Gitter 1: -2 V, Gitter 2 und Gitter 4: je 70 V, Anode 200 V.

Die Größen α und β verschaffen uns einen nahezu vollständigen Überblick über die Elektronenbewegung bei der Oktode: Wenn ein Elektron von der Kathode durch Gitter 1 und 3 hindurch vor Gitter 4 eintrifft, so besteht die Wahrscheinlichkeit α, nach Abb. 225, daß es durch Gitter 4 hindurchgeht, und die Wahrscheinlichkeit $1 - \alpha$, daß es umkehrt. Für jedes umkehrende Elektron besteht die Wahrscheinlichkeit β, daß es ein zweites Mal vor Gitter 4 eintrifft und die Wahrscheinlichkeit $1 - \beta$, daß es von Gitter 3, Gitter 2 oder von der Kathode eingefangen wird. Da β von der Größenordnung 0,5 ist, wird die Wahrscheinlichkeit, daß ein Elektron im Fall $\alpha = 0$ ein drittes Mal vor Gitter 4 eintrifft, etwa 0,25, für ein viertes Mal etwa 0,12. Man kann dies auch so ausdrücken, daß der Teil β^n der vor Gitter 4 umkehrenden Elektronen im Fall $\alpha = 0$ zum $(n + 1)$-ten Male vor Gitter 4 eintrifft. Es gibt also verhältnismäßig viele Elektronen, die öfters durch Gitter 3 hindurchfliegen.

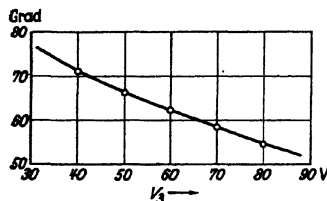



Abb. 226. Vertikal: Phasenwinkel (Grad) der Steilheit des Stromes nach Gitter 2 in bezug auf die Spannung von Gitter 1 bei einer Wellenlänge von 9,1 m (Spannungen: Gitter 1: —1 V, Gitter 4: —1,5 V, Gitter 2 : 90 V, Anode 200 V). Horizontal: Spannung V_3 von Gitter 3 und Gitter 5. Röhre der Abb. 187.

Um weiteren Aufschluß über die Elektronenbahnen in der Oktode zu gewinnen, ist die Steilheit von Gitter 1 nach Gitter 2 (zwei seitlich angeordnete Stäbchen, vgl. Abb. 187) bei 9,1 m Wellenlänge gemessen worden, und zwar bei den Spannungen $V_3 = V_5$ (variabel), $V_2 = 90$ V, $V_1 = -1$ V, $V_4 = -1{,}5$ V, $V_a = 200$ V. Der gemessene Phasenwinkel dieser Steilheit ist in Abb. 226 als Funktion von V_3 aufgetragen worden. Aus dieser Kurve ist zu ersehen, daß der Phasenwinkel ungefähr proportional zu $V_3^{-1/2}$ ist. Hieraus kann der Schluß gezogen werden, daß die von Gitter 1 nach Gitter 2 gelangenden Elektronen zuerst nach Gitter 3 gehen, wie übrigens auch aus Abb. 224 erhellt. Wenn wir den Querschnitt (Abb. 187) durch das Gittersystem der Oktode betrachten, kommen wir zu dem Schluß, daß die Elektronen, welche Gitter 1 durcheilt haben, nicht direkt nach den beiden Stäbchen, die zusammen das Gitter 2 bilden, gelangen können. Denn diese Stäbchen sind von der Kathode aus gesehen hinter den beiden Stützen von Gitter 1 angeordnet. Diese Stützstäbchen sind, genau wie Gitter 1, negativ in bezug auf die Kathode. Die Elektronen können nur in zwei Bündeln das Gitter 1 durcheilen, und zwar, in Abb. 187, nach oben und nach unten, aber nicht seitwärts. Diese Elektronen werden dann durch das positive Potential des Gitters 3 beschleunigt und durcheilen Gitter 3. Vor Gitter 4 kehrt, wie wir oben sahen, ein Teil der Elektronen um, von diesen umkehrenden Elektronen gelangt ein Teil nach den beiden Stäbchen von Gitter 2. Wenn wir unter t die Elektronenlaufzeit von Gitter 1 bis 4 verstehen, so ist die Laufzeit von Gitter 1 nach Gitter 2, unter Verwendung der

entwickelten Vorstellung der Elektronenbewegung, roh geschätzt etwa $2t$. Diese Laufzeit gibt zu einem Phasenwinkel der Steilheit nach Abb. 226 Anlaß, und zwar ist dieser Winkel angenähert $\omega 2t$. Wenn d der Abstand von Gitter 1 bis 4 ist und V_3 die Spannung von Gitter 3, so gilt angenähert:

$$(74,4) \qquad t = \frac{2d}{5{,}93 \cdot 10^7 V_3^{1/2}} = \frac{2 \cdot 0{,}37}{5{,}93 \cdot 10^7 \cdot 70^{1/2}} = 1{,}50 \cdot 10^{-9} \text{ sec}$$

bei einer Spannung $V_3 = 70$ V. Für eine Wellenlänge von 9,1 m (Abb. 226) erhält man hieraus einen Phasenwinkel der Steilheit von etwa 35°, während Abb. 226 etwa 58° ergibt. Der Unterschied kann auf Rechnung von hin- und herpendelnden Elektronen geschrieben werden. Nach Gl. (74,4) ist außerdem der Phasenwinkel $2\omega t$ zu $V_3^{-1/2}$ proportional, was ebenfalls durch die Messung bestätigt wird (Abb. 226). Wir dürfen also unsere Vorstellung der Elektronenbewegung von Gitter 1 nach Gitter 2 als gesichert betrachten.

Schrifttum: *290, 293*, sowie § 81, Anhang II.

§ 75. **Messungen über den Induktionseffekt in Oktoden.** Wir behandeln jetzt den Induktionseffekt bei Oktoden (vgl. Teil I, § 32). Während des normalen Betriebs einer Oktode als Mischröhre schwankt die Spannung von Gitter 1 in bezug auf die Kathode im Verlauf einer Periode der Oszillatorwechselspannung z. B. etwa zwischen +1,5 und —22,5 V. In der Zeit, daß die Spannung von Gitter 1 weit negativ ist, gehen keine Elektronen durch Gitter 1 hindurch zum übrigen Teil der Röhre. Insbesondere befindet sich also während dieser Zeit keine Raumladung zwischen Gitter 3 und 4. In der Zeit, daß die Spannung von Gitter 1 weniger negativ oder sogar positiv ist, gehen Elektronen durch Gitter 1 hindurch, durcheilen auch Gitter 3 und werden zwischen Gitter 3 und 4 abgebremst. Es bildet sich zwischen Gitter 3 und 4 eine Raumladung. Wir haben in diesem Raum also eine periodisch sich bildende und wieder verschwindende Raumladung. Diese periodische Raumladung induziert auf Gitter 4 eine periodische Ladung, was einem Wechselstrom nach Gitter 4 gleichkommt. Diese Erscheinung nennen wir allgemein den Induktionseffekt.

Wir nehmen zunächst an, daß Gitter 4 über einer großen Admittanz (z. B. Kondensator von einigen tausend pF) mit der Kathode verbunden ist. Es wird dann von Gitter 4 nach der Kathode über diese Admittanz ein Wechselstrom fließen, der im allgemeinen als Funktion der Zeit nicht sinusförmig verläuft. Wir denken uns diese Zeitfunktion in eine Fouriersche Reihe zerlegt und betrachten die Amplitude I der Grundkomponente des Wechselstroms, welche dieselbe Frequenz wie die Oszillatorwechselspannung zwischen Gitter 1 und der Kathode aufweist. Nennen wir die Amplitude dieser Wechselspannung E, so können wir für die Beziehung zwischen I und E schreiben:

$$(75,1) \qquad I = A_{14} E ,$$

wobei A_{14} die Admittanz zwischen Gitter 1 und 4 ist. Diese Admittanz A_{14} ist eine Funktion von E und von den Gleichspannungen der Elektroden und ist im allgemeinen komplex, wobei in Gl. (75,1) der absolute Betrag von A_{14} in Frage kommt. Im Falle, daß die Elektronenlaufzeit von Gitter 1 bis 4 kurz gegenüber einer Periode der Wechselspannung ist, kann A_{14} durch eine negative Kapazität C_{14} dargestellt werden (ω Kreisfrequenz der Wechselspannung):

$$A_{14} = -j\,\omega\,C_{14}\,. \tag{75,2}$$

Man kann dies wie folgt einsehen. Wenn die Phase der Wechselspannung zwischen Gitter 1 und der Kathode so ist, daß Gitter 1 am meisten Elektronen zum übrigen Röhrenteil durchläßt, befindet sich eine Elektronenraumladung zwischen Gitter 3 und 4 und hierdurch wird in diesem Augenblick eine positive Influenzladung auf Gitter 4 erzeugt. Wenn diese Influenzladung als Funktion der Zeit Q_4 genannt wird, ist der Strom nach Gitter 4 durch $\partial Q_4/\partial t$ gegeben, und im Falle einer sinusförmig mit der Zeit verlaufenden Influenzladung mit der Amplitude Q_4 ist die Wechselstromamplitude I nach Gitter 4: $I = j\,\omega\,Q_4$. Aus der relativen Phase von I und E geht sofort die Beziehung [Gl. (75,2)] hervor. Denn Q_4 ist gleichphasig mit der Wechselspannung des Gitters 1 und I eilt folglich dieser Wechselspannung nach, während dieser Strom bei einer positiven Kapazität zwischen Gitter 1 und Gitter 4 der Wechselspannung gegenüber voreilen würde. Wir nennen I_0 die Amplitude der Grundkomponente des Elektronenwechselstroms, der durch Gitter 3 hindurchtritt. Dann kann für C_{14} die Formel (vgl. § 81, Anhang II):

$$C_{14} = \frac{I_0}{E}\left(\frac{4}{3}\,t_2\right. \tag{75,3}$$

abgeleitet werden. Diese Gl. (75,3) kann wie folgt verstanden werden. Die Größe $I_0 t_2$ ist ein Maß für die wechselnde elektrische Ladung im Raum zwischen Gitter 3 und 4 und folglich auch für die Wechselladung, welche auf Gitter 4 induziert wird. Die Kapazität (Ladung dividiert durch Spannung) wird hieraus nach Gl. (75,3) erhalten. Der Faktor 4/3 ergibt sich bei der genauen Berechnung. Hierbei ist E wieder die Amplitude der Wechselspannung zwischen Gitter 1 und der Kathode und t_2 die Elektronenlaufzeit von Gitter 3 bis 4. Die Gl. (75,3) gilt für den Fall, daß diese Laufzeit klein ist in bezug auf eine Periode der Wechselspannung, und daß die Elektronen nahe vor Gitter 4 umkehren, also daß die Spannung von Gitter 4 nicht zu weit negativ ist.

Beim Betrieb der Oktode als Mischröhre wird zugleich mit der Oszillatoramplitude E zwischen Gitter 1 und der Kathode auch die Gleichspannung zwischen Gitter 1 und der Kathode verändert. In der benutzten Schaltung als Mischröhre (vgl. Teil I, § 22, Abb. 55) ist zwischen Gitter 1 und der Kathode ein Widerstand von etwa 50000 Ω angeordnet, der bei Steigerung der Oszillatorwechselspannung automa-

tisch eine Steigerung der negativen Gleichspannung von Gitter 1 in bezug auf die Kathode erzeugt. Wir haben E, I_0 und C_{14} bei 200 m Wellenlänge für eine Oktode in dieser Weise gemessen, wobei E von 14,1 V bis 0,35 V verändert wurde (Abb. 227). Es ist eine befriedigende Übereinstimmung vorhanden zwischen den direkt gemessenen Werten von C_{14} (aus I und E) und den berechneten Werten von C_{14} aus I_0, t_2 und E nach Gl. (75,3). Aus Abb. 227 geht hervor, daß bei diesem Betriebszustand der Oktode die Kapazität C_{14} von einer gewissen Oszillatorspannung E ab umgekehrt proportional zu E ist, da das Produkt $E \cdot C_{14}$ fast konstant wird.

Bisher haben wir vorausgesetzt, daß im äußeren Kreis zwischen Gitter 4 und Kathode eine sehr große Admittanz vorhanden war. Beim praktischen Betrieb der Oktode ist dies aber keineswegs immer der Fall. Wir müssen auch für den Fall einer geringen äußeren Admittanz zwischen Gitter 4 und Kathode den Strom durch diese Admittanz berechnen können. Hierzu erinnern wir an die Begriffe Steilheit und Innenwiderstand einer Triode. Die in Gl. (75,1) eingeführte Admittanz A_{14} kann als „Steilheit" von Gitter 1 nach Gitter 4 aufgefaßt werden, wobei allerdings die Phase der Stromamplitude I gegenüber der Spannungsamplitude E anders ist als bei einer üblichen reellen Steilheit der Fall sein würde. Wir können, genau wie bei einer Triode, den Röhrenteil von Gitter 1 bis 4 in bezug auf den Induktionseffekt ersetzen durch eine Wechselspannungsquelle, welche die Wechselspannungsamplitude aE liefert, mit $a = A_{14} Z_4$. Diese Wechselspannungsquelle besitzt eine unendlich große innere Admittanz und ist innerhalb der Röhre mit der Admittanz $1/Z_4$ in Reihe geschaltet. Wenn außerhalb der Röhre zwischen Gitter 4 und der Kathode die Admittanz $1/Z_i$ geschaltet ist, so fließt durch die äußere Admittanz eine Wechselstromamplitude I_i, welche durch:

Abb. 227. Vertikal: Produkt der Kapazität C_{14} (gemessen von Gitter 1 nach Gitter 4) und der Oszillatorwechselspannungsamplitude E. Horizontal: Amplitude E zwischen Gitter 1 und der Kathode, wobei zwischen diesen Elektroden ein Widerstand von 50 000 Ohm angeordnet ist. Kreuze: Gemessene Werte des nach Gitter 4 induzierten Wechselstromes (Amplitude I, Gl. 75, 1). Kreise: Werte der Kapazität C_{14}, berechnet aus der Stromamplitude I_0 nach Gl. (75, 3). Wellenlänge 200 m. Röhre der Abb. 187.

$$I_i = \frac{A_{14} Z_4 E}{(Z_i + Z_4)} \tag{75,4}$$

gegeben ist. Hierbei ist von der komplexen Zahl $A_{14}Z_4/(Z_i + Z_4)$ der absolute Betrag zu nehmen. Der Tangens der Phase von I_i gegenüber E ist durch den Quotienten des imaginären und des reellen Teiles dieser komplexen Zahl gegeben. Zur Anwendung von Gl. (75,4) muß Z_4 bekannt

sein. Die Admittanz $1/Z_4$ hängt von der Frequenz und von den Röhrendaten ab. Bei 200 m Wellenlänge ist bei normalem Betrieb der Oktode (Abb. 187) und bei einer Gleichspannung von —2 V zwischen Gitter 4 und der Kathode Z_4 darzustellen durch einen Widerstand der Größenordnung 10^6 Ohm parallelgeschaltet mit einer Kapazität von etwa 9 pF. Bei 15 m Wellenlänge ist unter den gleichen Bedingungen die Kapazität dieselbe und der Widerstand etwa 30000 Ohm. Diese Zahlen mögen genügen, um Z_4 größenordnungsmäßig festzulegen.

Wir haben oben die Admittanz A_{14} für 200 m Wellenlänge (Abb. 227) gemessen. Im Kurzwellengebiet ist A_{14} nicht mehr durch eine negative Kapazität darstellbar. Die Raumladung, welche sich in der Zeitspanne, daß durch Gitter 1 hindurch ein beträchtlicher Elektronenstrom zum übrigen Röhrenteil fließt, zwischen Gitter 3 und 4 bildet, weist gegenüber der Wechselspannung zwischen Gitter 1 und der Kathode eine Nacheilung auf. Die Admittanz A_{14} kann durch

$$A_{14} = -j\omega\, C_4 \exp(-j\,\varphi) \tag{75,5}$$

pargestellt werden, wobei für den Phasenwinkel φ der Ausdruck (vgl. § 71)

$$\varphi = \omega\,(t + 0{,}36\, t_{kg1} + S_k\, L_k) = \omega\, T \tag{75,6}$$

gilt. Dieser Ausdruck ist analog gebaut wie die Gl. (71,2). Unter t ist die Elektronenlaufzeit von Gitter 1 bis zum Umkehrpunkt der Elektronen zwischen Gitter 3 und 4 zu verstehen, unter t_{kg1} die Elektronenlaufzeit von der Kathode bis Gitter 1, unter S_k die Steilheit des gesamten durch Gitter 1 hindurchgehenden Elektronenstroms in bezug auf die Spannung von Gitter 1 und unter L_k die Selbstinduktion der Zuleitung zwischen dem Kathodenanschluß am Röhrensockel und der Kathode im Vakuumkolben. Der Phasenwinkel φ wurde für die Röhre der Abb. 187 bei 70 V Spannung auf Gitter 3 und 5 und 9 V Oszillatorwechselspannung auf Gitter 1 unter Benutzung eines Widerstandes von 50 000 Ohm zwischen dem Gitter 1 und der Kathode und bei einer Spannung von —2 V auf Gitter 4 für die Wellenlänge von 31 m gemessen. Es ergab sich: $\varphi = \omega T$ und $T = 3{,}1 \cdot 10^{-9}$ sec. Die Laufzeit t ist bereits oben berechnet und beträgt $1{,}50 \cdot 10^{-9}$ sec. Die zwei übrigen Summanden im Klammerausdruck der Gl. (75,6) können die Differenz zwischen dem gemessenen Wert und dem berechneten Wert T nicht überbrücken. Da aber ein beträchtlicher Teil der Elektronen mehrmals das Gitter 3 durcheilt (hin- und herpendelt), ist der gemessene Wert qualitativ verständlich.

Die Admittanz A_{14} nach Gl. (75,5) kann durch eine negative Kapazität C_{14} in Reihe mit einem negativen Widerstand R_{14} dargestellt werden, wobei:

$$\operatorname{tg} \varphi = \operatorname{tg} \omega T = \omega R_{14} C_{14} \tag{75,7}$$

ist. Für Werte $\omega T \ll 1$ kann also geschrieben werden:

$$T = R_{14} C_{14}, \tag{75,8}$$

so daß die Frequenz bei der Bestimmung von R_{14} in diesem Falle keine Rolle mehr spielt.

In Oktoden sind diese Überlegungen zur Kompensation des Induktionseffekts angewandt. Man hat in der Röhre zwischen Gitter 1 und 4 einen kleinen Kondensator im Wert gleich C_{14}, in Reihe mit einem Widerstand im Wert gleich R_{14} geschaltet. Hierdurch sind die äußeren Folgen des Induktionseffekts — Entstehen eines Wechselstromes von Gitter 4 nach der Kathode mit der Frequenz der Oszillatorwechselspannung — weitgehend aufgehoben worden.

Schrifttum: *14*, *289*, *290*, sowie § 81, Anhang II.

§ 76. Röhren mit gekrümmten Elektronenbahnen. Wir haben in § 74 die Elektronenbewegung in Oktoden erläutert und dabei zwei wesentliche Punkte festgestellt: 1. Wenn die Gleichspannung von Gitter 4 gegenüber der Kathode nach negativen Werten verschoben wird, nimmt die Anzahl der vor Gitter 4 umkehrenden und wieder in die Nähe von Gitter 1 und 2 gelangenden Elektronen zu. 2. Die Steilheit von Gitter 1 nach Gitter 2 weist einen beträchtlichen Phasenwinkel auf durch den langen Weg (Gitter 1 — Gitter 3 — Gitter 4 — Gitter 3 — Gitter 2) der Elektronen. Die unter Punkt 1 genannte Erscheinung hat zur Folge, daß eine beträchtliche Steilheit von Gitter 4 nach Gitter 2 besteht, d. h., daß der Strom nach Gitter 2 sich bei Veränderung der Spannung von Gitter 4 ebenfalls ändert. Diese Steilheit beträgt bei V_2 (Spannung von Gitter 2) $= 90$ V, $V_3 = 70$ V und $V_4 = -2$ V, wenn zwischen Gitter 1 und der Kathode eine Wechselspannung von etwa $9\,V_{eff}$, mit einem Widerstand von 50 000 Ohm zwischen letzteren Elektroden, angelegt ist, bei einer praktisch ausgeführten Röhre (Abb. 187) etwa 0,5 mA/V. Durch diese Steilheit entsteht zusammen mit der Induktionsadmittanz A_{14} von Gitter 1 nach Gitter 4 (§ 75) eine beträchtliche Kopplung zwischen dem Eingangskreis einerseits, der zwischen Gitter 4 und der Kathode und der Oszillatorschaltung andrerseits, die an Gitter 1, Gitter 2 und der Kathode angeschlossen ist. Diese Kopplung kann im Kurzwellengebiet Zieherscheinungen beim Verstimmen der Kreise zur Folge haben. Da sich infolge der Umkehrelektronen die Kapazität zwischen Gitter 1 und der Kathode stark ändert bei Veränderung der Spannung V_4, entsteht beim Herunterregeln der Verstärkung (V_4 mehr negativ) eine Änderung der Schwingkreiskapazität zwischen Gitter 1 und der Kathode und eine Frequenzverwerfung des Oszillators (vgl. § 35). Diese Frequenzverwerfung kann bei 15 m Wellenlänge unter den obengenannten Betriebsbedingungen bei Regeln von V_4 von -2 V bis -20 V mehr als 20 000 Hz betragen. Bei der Oktode EK 2 ist daher im Kurzwellengebiet eine Regelung der Verstärkung nicht empfehlenswert.

Die unter Punkt 2 genannte Erscheinung hat im Kurzwellengebiet eine Erschwerung der Bedingungen für die Schwingungserzeugung des Schwingteiles (Kathode—Gitter 1 — Gitter 2) der Mischröhre zur

Folge. Der Absolutwert der Steilheit von Gitter 1 nach Gitter 2 ist im Kurzwellengebiet kleiner als der statisch (bei niedriger Frequenz) gemessene Wert, und zwar für die Röhre EK 2 bei 10 m Wellenlänge um etwa 20%. Für das Oszillieren ist der Absolutwert dieser Steilheit multipliziert mit dem Kosinus des zugehörigen Phasenwinkels maßgebend. Bei 10 m Wellenlänge ist der Phasenwinkel von der Größenordnung 60°, also ist die für das Oszillieren vorhandene effektive Steilheit nur etwa 80 cos 60° = 40% der statischen Steilheit. Hierdurch müssen im Kurzwellengebiet besondere Maßnahmen angewandt werden um ein richtiges Schwingen der Röhre zu erreichen.

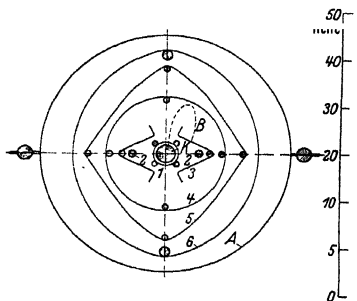



Abb. 228. Vierbündeloktode analog zur Philips Type EK3 im Querschnitt. Die Kathode K ist durch das Gitter 1 mit vier Stützstäben umgeben. Hierdurch werden die von der Kathode emittierten Elektronen in vier Bündel aufgespalten, von denen zwei seitlich (nach rechts und links) durch Gitter 1 hindurch nach der Oszillatoranode (Gitter 2) gehen, während die anderen zwei nach oben und unten durch die Spalte der massiven Blechelektrode 3 hindurch vor Gitter 4 eintreffen. Durch die Stützstäbe von Gitter 4 vor den Spalten der massiven Blechelektrode 3 werden die Elektronen seitlich abgebeugt (Bahn B), was durch die Form der Spaltöffnungen noch gefördert wird. Die durch Gitter 4 hindurchtretenden Elektronen gelangen schließlich durch Gitter 5 (Schirmgitter) und Gitter 6 (Fanggitter) zur Anode A. Die Spannungen im normalen Betrieb sind etwa folgende: Gitter 1 schwankt zwischen —2 V und —32 V, Gitter 2: 100 V, Gitter 3: 100 V, Gitter 4: —2 V, Gitter 5: 100 V, Gitter 6: 0 V, Anode 200 V.

Die durch Multiplikation des Absolutwertes der Steilheit mit dem Sinus des Phasenwinkels erhaltene Admittanz entspricht einer Kapazität, die parallel zum Schwingungskreis angeordnet ist. Bei Änderung der Gleichspannungen der Röhre ändert sich diese Kapazität, was wieder zu Frequenzverwerfung des Oszillators führt.

Wir haben die für das Funktionieren der Oktode EK 2 als Mischröhre unangenehmen Folgen der eingangs genannten zwei Punkte in bezug auf die Elektronenbewegung hier nur kurz angedeutet. Der Wunsch, eine Mischröhre zu bauen, welche die erwähnten Mängel nicht aufweist, hat nach einem Vorschlag des Verfassers zu einer völlig neuen Bauart für eine Oktodenmischröhre geführt, die wir jetzt beschreiben (Abb. 228 und 229, Schrifttum *282a*).

Zur Vermeidung der unter Punkt 1 erwähnten Rückkehrbewegung der Elektronen ist das Gitter 3 als bis auf zwei Spalten geschlossene Elektrode ausgeführt (Abb. 228). Zwei der durch Gitter 1 hindurchgehenden Elektronenbündel durcheilen diese Spalte und werden dann derart aus ihrer ursprünglichen, geradlinigen Bewegungsrichtung abgelenkt (vgl. Bahn B in Abb. 228), daß die vor Gitter 4 umkehrenden Elektronen auf die Vollblechelektrode 3 treffen und nicht mehr in die Nähe von Gitter 1 gelangen. Hierdurch ist eine Änderung der Admittanz zwischen Gitter 1 und der Kathode infolge Regelns der Spannung von Gitter 4 ausgeschlossen.

Zur Vermeidung der als Punkt 2 beschriebenen Elektronenbewegung von Gitter 1 nach Gitter 2 in der Röhre EK 2 ist der durch Gitter 1 hindurchgehende Elektronenstrom in vier Teile aufgespalten (Abb. 228). Diese Aufspaltung wird durch Anordnung von vier Gitterstützstäben beim Gitter 1 (statt 2, wie bei der EK 2, vgl. Abb. 187) erreicht. Von den vier Elektronenbündeln gehen zwei direkt von Gitter 1 nach den zwei Elektroden, die zusammen als „Gitter" 2 bezeichnet werden. Der Phasenwinkel der Steilheit von Gitter 1 nach Gitter 2 ist für die Röhre EK 3 unter normalen Verhältnissen etwa 12° bei 10 m Wellenlänge. Der absolute Wert dieser Steilheit ist bei 10 m Wellenlänge noch etwa der gleiche, wie der statisch (bei niedriger Frequenz) gemessene. Eine Steilheit von Gitter 4 nach Gitter 2 ist bei der Röhre EK 3 praktisch nicht

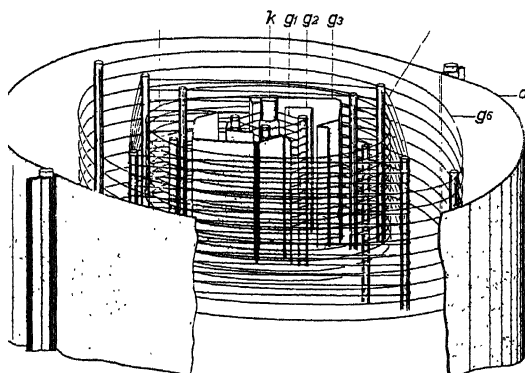



Abb. 229. Räumliche Anordnung der in Abb. 228 im Querschnitt gezeigten Elektrodenkonstruktion der Röhre EK 3.

vorhanden. Hierdurch sind die Nachteile, welche mit den langen Elektronenbahnen von Gitter 1 nach Gitter 2 bei der EK 2 verbunden waren, bei der Röhre EK 3 behoben. Die Röhre EK 3 kann als Anwendung der in § 16 und § 50 angedeuteten Bündelungsanordnungen betrachtet werden.

Als nächste Elektrodenanordnung, welche zu gekrümmten Elektronenbahnen führt, behandeln wir eine Anordnung, die dem Zyklotron ähnlich ist. Diese Elektrodenanordnung ist bisher in einer Radioröhre nicht verwendet worden. Sie bietet aber so viele Gesichtspunkte von prinzipiellem Interesse, daß eine Beschreibung hier am Platze erscheint. Es handelt sich um die Elektronenbewegung in einem kombinierten statischen magnetischen und einem elektrischen Wechselfeld. Die Elektrodenanordnung ist in Abb. 230 gezeigt, welche zugleich über die Spannungsverhältnisse Aufschluß gibt. Die Elektronenquelle ist in der Abbildung schematisch durch eine Röhrenkonstruktion dargestellt. Die von der Kathode K emittierten Elektronen werden durch Gitter 1 gesteuert, durch Gitter 2

beschleunigt und durch die Elektroden 3 gebündelt. Zwischen den Elektroden 4 und 5 besteht eine Wechselspannung der Amplitude 2 E Volt und der Kreisfrequenz ω, und zwar so, daß die Kathode K in jedem Augenblick gegenüber der einen Elektrode genau soviel negativ, wie gegenüber der anderen positiv ist. (Also Amplitude der Wechselspannung der Elektroden 4 und 5 gegenüber K je E Volt.) Die ganze Anordnung befindet sich in einem homogenen statischen Magnetfeld parallel zur Kathodenachse mit der Feldstärke H (Gauß). Wir betrachten die gestrichelt gezeichnete Elektronenbahn. Nachdem die Elektronen ins Innere des Halbhohlzylinders 5 gelangt sind, wirkt kein elektrisches Feld mehr auf sie ein und wandern sie mit der erlangten Geschwindigkeit im statischen Magnetfeld, dessen Stärke richtig bemessen ist, auf einer Kreisbahn. Wenn sie den Halbzylinder 5 verlassen, werden sie durch das elektrische Feld zwischen den Elektroden 5 und 4 wenn dieses eine günstige Phase aufweist, beschleunigt und erreichen das Innere des Halbhohlzylinders 4 mit einer größeren Geschwindigkeit. Im Innern von 4 wirkt kein elektrisches Feld. Die Elektronen wandern im Magnetfeld ihrer größeren Geschwindigkeit entsprechend auf einer Kreisbahn von größerem Radius. Die Zeit, welche die Elektronen brauchen, um von A bis B (Abb. 230) zu gelangen, muß genau einer halben Periode der Wechselspannung zwischen den Elektroden 4 und 5 entsprechen. Diese Laufzeit von Elektronen auf einer Kreisbahn in einem statischen homogenen Magnetfeld hängt nicht von der Elektronengeschwindigkeit ab, da zu einer größeren Geschwindigkeit auch ein größerer Radius gehört (Larmorsches Gesetz), wie aus den Formeln in § 53 zu ersehen. Die Laufzeit zwischen A und B (Abb. 230) ist genau so groß wie jene zwischen C und D. Wenn die Elektronen in D angelangt sind, werden sie wieder durch das elektrische Feld zwischen den Elektroden 4 und 5 beschleunigt. Schließlich treffen sie nach mehreren Umläufen auf immer größeren Kreisbahnen auf die Anode 6. Die Laufzeit der Elektronen von der Kathode bis A und von B bis C sei vernachlässigbar in bezug auf eine Periode der Wechselspannung. Wir betrachten ein Elektron, das die Kathode im Augenblick verläßt,

Abb. 230. Anordnung, welche Ähnlichkeit mit dem Zyklotron hat. Im Grundriß (links) ist K die Kathode, deren Elektronen durch Gitter 1 (Steuergitter) und Gitter 2 (Schirmgitter, positive Spannung) hindurch in den Innenraum der Elektroden 4 und 5 gelangen. Die Elektroden 3 haben Kathodenpotential oder eine kleinere positive Spannung als Gitter 2 und dienen dazu, die durch Gitter 2 hindurchtretenden Elektronen zu bündeln. Die aus Blech angefertigten Elektroden 4 und 5 haben je die Form eines halben Hohlzylinders. Sie sind an den einander zugewandten Innenflächen offen, aber im übrigen geschlossen. 6 ist die Anode. Rechts ist der Aufriß der Elektroden 4 und 5 gezeichnet. Senkrecht zum Grundriß (links) der Anordnung verlaufen die Kraftlinien eines homogenen, statischen Magnetfeldes. Zwischen den Elektroden 4 und 5 ist eine Wechselspannung hoher Frequenz vorhanden. Gestrichelt ist eine Elektronenbahn gezeichnet.

daß die Elektrode 5 eine maximale positive Spannung E gegen die Kathode aufweist. Dieses Elektron trifft im Punkt A (Abb. 230) mit der Geschwindigkeit $v_1 = 5{,}93 \cdot 10^7 \cdot E^{1/2}$ cm/sec. ein. Wir wenden Gl. (53,8) an. Der Radius der Kreisbahn AB (Abb. 230) sei r_1. Dann gilt:

$$v_1 = k \frac{e}{m} r_1 H \,. \tag{76,1}$$

Als Beispiel sei $E = 100$ V und $H = 33{,}7$ Gauß, dann wird $r_1 = 1$ cm. Die Elektronenlaufzeit von A bis B (Abb. 230) ist:

$$T = \frac{\pi r_1}{v_1} = \frac{\pi}{k \frac{e}{m} H} = \frac{1{,}78 \cdot 10^{-7}}{H \text{ (Gauß)}} \text{ sec.} \tag{76,2}$$

Diese Laufzeit muß gleich einer halben Periode der Wechselspannung mit der Kreisfrequenz ω sein:

$$T = \frac{\pi}{\omega} = \frac{\lambda}{6 \cdot 10^8} = \frac{1{,}78 \cdot 10^{-7}}{H} \,. \tag{76,3}$$

Hierbei ist λ die Wellenlänge der Wechselspannung in m, während die Lichtgeschwindigkeit gleich $3 \cdot 10^8$ msec^{-1} gesetzt ist. Aus Gl. (76,3) ergibt sich die praktisch wichtige Beziehung:

$$H \cdot \lambda = 107 \,. \tag{76,4}$$

Bei einer Feldstärke H von 33,7 Gauß ist also eine Wellenlänge von 3,18 m erforderlich. Der Radius der Bahn CD (Abb. 230) sei r_2 und die Elektronengeschwindigkeit im Punkt C sei v_2. Dann ist $v_2 = v_1 \cdot (3)^{1/2}$, also $r_2 = r_1 \cdot (3)^{1/2}$. Der Radius der dritten Halbkreisbahn wird $r_3 = r_1 (5)^{1/2}$ usw. Die Elektronen erhalten schließlich, und das ist der ursprüngliche Zweck des Zyklotrons, eine sehr große Geschwindigkeit. Wenn sie n-Halbkreisbahnen durchlaufen haben, ist die Geschwindigkeit $v_n = v_1 (2n - 1)^{1/2}$.

Durch Änderung der Wechselspannungsamplitude E wird auch der Radius der Halbkreisbahnen geändert, und zwar ist, wie aus der obigen Rechnung folgt, der Radius jeder Halbkreisbahn proportional zur Quadratwurzel aus der Spannungsamplitude. Da die letzte Halbkreisbahn des Zyklotrons einen beträchtlichen Radius aufweist, kann die Verschiebung der Elektronenaufprallstelle auf der Anode 6 bei Änderung von E (Abb. 230) ebenfalls beträchtlich sein. Die Elektronen prallen während der einen Halbperiode der Wechselspannung zwischen den Elektroden 5 auf die eine Seite der Anode 6 und während der zweiten Halbperiode dieser Wechselspannung auf die andere Seite (vgl. Abb. 230).

Bei Leistungsverstärkertetroden (für den Systemaufbau vgl. Teil I, Abb. 128) mit zylindrischem oder nahezu zylindrischem Elektrodensystem kann ein axiales magnetisches Feld dazu benutzt werden, die von der Anode emittierten Sekundärelektronen wieder zur Anode zurückzusteuern. Auch die primären auf die Anode treffenden Elektronen

werden durch ein solches magnetisches Feld abgelenkt. Infolge ihrer größeren Geschwindigkeit erfahren ihre Bahnen aber eine geringere Krümmung als die Bahnen der größtenteils mit kleiner Geschwindigkeit (z. B. kleiner als 15 V) emittierten Sekundärelektronen. Messungen haben die Richtigkeit dieser Überlegungen gezeigt, wie aus Abb. 231 zu ersehen.

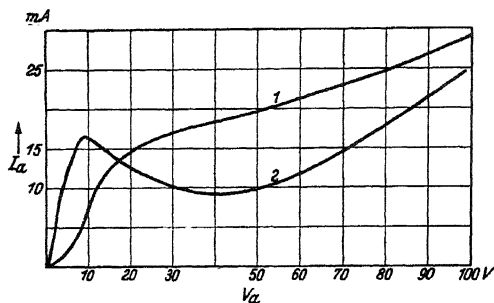



Abb. 231. Messungen, betreffend die Anwendung eines axialen Magnetfeldes zur Unterdrückung der Sekundarelektronenemission in Leistungsverstarkertetroden. Vertikal: Anodenstrom einer Tetrode. Horizontal: Anodenspannng einer Tetrode. Steuergitterspannung und Schirmgitterspannung wahrend der Messung fest eingestellt. Kurve 2 ohne axiales Magnetfeld zeigt deutlich den Einfluß der Sekundäremission (vgl. Tl. I, Abb. 9). Kurve 1, bei derselben Röhre mit einem axialen Magnetfeld von etwa 10 Gauss unter sonst gleichen Bedingungen gemessen, zeigt die Unterdrückung der Sekundäremission. Das Magnetfeld beeinflußt die primär auf die Anode treffenden Elektronen nur wenig und treibt die langsamen Sekundarelektronen zur Anode zuruck.

Schrifttum: *135, 164, 211, 234, 282a, 285a, 289, 290, 291, 292, 315.*

§ 77. Sekundäremissionsröhren. Als letzte Röhren mit gekrümmten Elektronenbahnen behandeln wird die Sekundäremissionsröhren (vgl. S. 46, Abb. 41). Im Gegensatz zur zyklotronähnlichen Röhre handelt es sich hierbei um heute bereits im Handel käufliche Konstruktionen. Das Arbeitsprinzip ist folgendes: Der von einer Glühkathode emittierte Elektronenstrom wird durch ein Steuergitter gesteuert, durcheilt ein Schirmgitter, trifft dann auf eine Elektrode, die beim Aufprallen eines Primärelektrons mehrere Sekundärelektronen emittiert und gelangt schließlich zusammen mit diesen Sekundärelektronen zur Anode. Es können auch mehrere Sekundärelektroden vorhanden sein, wobei der Elektronenstrom von der ersten zur zweiten, dann zur dritten usw. gelangt (Elektronenvervielfacher).

Wir betrachten im folgenden zunächst eine einzige Sekundärelektrode. Der Elektronenstrom, der durch das Schirmgitter fließt, sei I und das effektive Potential in der Steuergitterfläche sei P. Dann gilt im idealen Fall ohne Inselbildung angenähert:

$$I = K P^{3/2}, \tag{77,1}$$

wobei die Konstante K im Falle eines „ebenen" Systems durch Gl. (59,5) und bei einem zylindrischen System durch Gl. (59,6) gegeben ist. Die Steilheit $S = \partial I / \partial P$ wird:

$$S = \frac{3}{2} K P^{1/2} = \frac{3}{2} K^{2/3} I^{1/3}. \tag{77,2}$$

Der Anodenstrom I_a ist größer als I, und zwar um den Faktor p, der angibt, wieviel Elektronen insgesamt die Sekundärelektrode verlassen,

nachdem ein Primärelektron diese Elektrode getroffen hat. Die Steilheit S_a wird, in I_a ausgedrückt:

$$(77{,}3) \qquad S_a = \frac{\partial I_a}{\partial P} = \frac{\partial (K p P^{3/2})}{\partial P} = \frac{3}{2} K^{2/3} p^{2/3} I_a^{1/3}.$$

Betrachten wir nun eine Röhre ohne Sekundäremission mit dem Anodenstrom I und eine Röhre mit Sekundäremission mit dem gleichen Anodenstrom, so ist die Steilheit der letzten Röhre um den Faktor $p^{2/3}$ größer als die Steilheit der ersten. Der Faktor p liegt zwischen 3 und 10. Man kann also in dieser Weise bei gleichem Anodenstrom eine beträchtlich größere Steilheit erreichen als ohne Sekundäremission.

Wenn wir einen Elektronenvervielfacher mit mehreren Sekundärelektroden betrachten, so kann p auf 100 oder 1000 steigen. Wenn der Anodenstrom I_a begrenzt bleiben soll, werden die zulässigen primären Stromstärken I sehr klein und liegen z. B. unterhalb 100 μA. In diesen Fällen gilt das 3/2-Potenzgesetz, das oben verwendet wurde, nicht mehr und muß die Gl. (77,1) durch das Anlaufstromgesetz

$$(77{,}4) \qquad I = I_0 \exp\left(\frac{e P}{k T}\right) = I_0 \exp(u P)$$

ersetzt werden [vgl. § 57, Gl. (57,4)]. Hierbei kann I_0 ungefähr proportional zur Sättigungsstromstärke der Kathode angenommen werden und für normale indirekt geheizte Kathoden mit Oxydbelag ist $u = e/kT$ gleich etwa 10 (Volt)$^{-1}$. Man erhält hieraus für die Steilheit S:

$$(77{,}5) \qquad S_a = \frac{\partial I_a}{\partial P} = \frac{\partial (p I)}{\partial P} = u I_a.$$

Hiermit ist also im Falle sehr kleiner Primärströme I die maximal erreichbare Steilheit bei vorgegebenem Anodenstrom I_a festgelegt, sie ist z. B. bei $I_a = 10$ mA etwa 100 mA/V, wenn $u = 10$ ist.

Eine praktische Ausführung einer Verstärkerröhre mit einer einzigen Sekundärelektrode ist in Abb. 232 im Querschnitt gezeichnet. Die Primärelektronen gelangen in zwei Hauptrichtungen (nach oben und nach unten in Abb. 232) von der Kathode durch das Steuergitter B und das Schirmgitter C hindurch, werden dann durch das Potentialfeld (Schirm F) nach dem rechts gelegenen Röhrenteil abgelenkt, durcheilen den gitterförmigen Teil H der Anode, treffen auf die Sekundärelektrode I und gelangen zusammen mit den durch I emittierten Sekundärelektronen nach H und nach G, die unter sich verbunden sind. Der Schirm D dient im wesentlichen dazu, zu verhüten, daß von der Kathode Emissionsmaterial (BaO) auf die Sekundärelektrode I während der Fabrikationsprozesse der Röhre verdampft. Hierdurch würden die Sekundäremissionseigenschaften von I wesentlich beeinträchtigt. Bei einem Anodenstrom von 10 mA beträgt die Steilheit etwa 15 mA/V. Der Potentialverlauf in einem der Abb. 232 analogen Elektrodensystem ist in Abb. 233 dar-

gestellt. Eine gleich gebaute Verstärkerröhre ohne Sekundäremission würde eine Steilheit von etwa 5 mA/V aufweisen. Auf ein Primärelektron treffen also [Gl. (77,3)] etwa 5 Sekundärelektronen ($p = 5$).

Durch die langen Elektronenbahnen in Sekundäremissionsröhren dieser Bauart tritt ein beträchtlicher Phasenwinkel der Steilheit im Kurzwellengebiet auf, bei 3 m Wellenlänge etwa 90°. Eine Berechnung der Elektronenlaufzeiten ist für die Röhre (Abb. 232) ziemlich kompliziert durch die verwickelten Potentialfelder. Eine rohe Schätzung führt aber zu Übereinstimmung mit dem gemessenen Phasenwinkel. Der absolute Wert der Steilheit ist bei dieser Wellenlänge (3 m) noch genau gleich dem statisch (bei niedriger Frequenz) gemessenen Wert.

Abb. 232. Querschnitt durch das Elektrodensystem einer Verstärkerröhre (Philips Type *EE* 50) mit einer einzigen Sekundäremissionselektrode. *A* Kathode, *B* Steuergitter (etwa — 2 V), *C* Schirmgitter (150 V), *D* Schirmelektrode (0 V), *F* Schirm (0 V), *G* Anodenplatten (250 V), *H* gitterförmige Anode (250 V), *I* Sekundärelektrode (150 V). Die Abmessungen gehen daraus hervor, daß der äußere Durchmesser des Systems etwa 3 cm ist.

Wir betrachten jetzt die Steilheit S_s des Sekundärkathodenstromes I_s (Elektrode I der Abb. 232) in bezug auf die Steuergitterspannung. Unter stationären Bedingungen (und bei niedrigen Frequenzen) ist der Strom nach dieser Elektrode entgegengesetzt gerichtet (Phasenwinkel 180°) in bezug auf den Anodenstrom (Elektroden G und H der Abb. 232). Weiter gilt: $I_s = -(p-1)\,I$, wenn I, wie in Gl. (77,1) den Strom bezeichnet, der durch das Schirmgitter fließt. Die Steilheit S_s wird:

$$(77{,}6) \qquad S_s = \frac{\partial I_s}{\partial P} = -\frac{3}{2} K^{2/3} (p-1)^{2/3} I_s^{1/3}\,.$$

Dieser Wert unterscheidet sich im Betrage wenig vom Wert [Gl. (77,3)] für die Anodensteilheit S_a. Man kann diese Steilheit S_s ebenso wie die Anodensteilheit zu Verstärkungszwecken benutzen. Die erwähnte Gegenphasigkeit erlaubt eine kombinierte Benutzung der Anodensteilheit S_a und der Hilfskathodensteilheit S_s, indem eine Ausgangsimpedanz zwischen den betreffenden Elektroden geschaltet und z. B. in der Mitte mit der Kathode verbunden wird (Gegentakt-Ausgangskreis). Bei sehr kurzen Wellen ist der Phasenwinkel zwischen S_a und S_s kleiner als 180°, z. B. beim System der Abb. 232 bei 3 m Wellenlänge etwa $180° - \alpha = 160°$. Der Wert α wächst oft ungefähr proportional zur Frequenz.

Elektrodensysteme, analog zu den Anordnungen in Abb. 232 und 233

sind geeignet, um eine Steuerung des mehr oder weniger scharfen Elektronenbündels, das vom Gittersystem zur Anode fliegt, durch Änderung der Krümmung der Elektronenbahnen (Abbeugung) zu erzielen. Die Steuerung durch elektrostatische Abbeugung schneller Elektronen ist im allgemeinen ziemlich unempfindlich, d. h., man braucht große Potentialdifferenzen zur Erzielung einer verhältnismäßig geringen Winkelabbeugung. In Kathodenstrahlröhren wird diese geringe Winkelabbeugung in eine beträchtliche Streckenverschiebung umgesetzt durch Anordnung einer langen Elektronenlaufstrecke. Eine

Abb. 233. Potentialverlauf (ausgezogene Kurven) in einem Elektrodensystem nach Abb. 232. Die Elektroden sind mit den gleichen Buchstaben bezeichnet wie in Abb. 232. Gestrichelt sind zwei Elektronenbahnen eingezeichnet.

solche lange Entladungsstrecke ist bei Röhren üblicher Elektrodenkonstruktion nicht anwendbar wegen der geringen zur Verfügung stehenden Abmessungen. Bei gekrümmten Bahnen, wie in Abb. 233, ist die Elektronenlaufstrecke gewissermaßen zusammengerollt worden. Dazu kommt noch, daß durch Anwendung von Spannungen auf die ringförmige Elektrode F die Elektronen auf einer beträchtlichen Strecke der Einwirkung dieser Spannungen ausgesetzt sind.

Wir betrachten jetzt eine Erscheinung, die als Supersekundäremission bezeichnet werden könnte, da hierbei für ein Primärelektron von der Sekundärelektrode 100 und mehr Sekundärelektronen ausgesandt werden. Die Ursache dieser Erscheinung wird im Auftreten einer elektrischen

Abb. 234. Supersekundäremission. Anodenstrom (Elektroden G und H der Abb. 232) als Funktion der Anodenspannung (horizontal) bei konstantem Schirmgitterstrom (C in Abb. 232). Es ergibt sich eine Exponentialkurve.

Doppelschicht auf der Oberfläche der Sekundärelektrode gesucht. Hierdurch entstehen sehr hohe Feldstärken, welche den Austritt vieler Elektronen aus der Sekundärelektrode zur Folge haben (sog. „kalte“ Elektronenemission). Bei diesem Effekt treten charakteristische Beziehungen zwischen den Strömen und Spannungen auf, die wir in den Abb. 234 und 235 nach Messungen an einer Röhre, welche diesen Effekt zeigte,

wiedergeben. Die Steilheiten von Röhren, welche Supersekundäremission aufweisen, sind statisch und bei niedriger Frequenz gemessen sehr groß. Der absolute Wert der Steilheit fällt aber bei höheren Frequenzen stark ab, wie folgende Messungen an vier Röhren mit diesem Effekt zeigen, wobei der Anodenstrom stets 8 mA war.

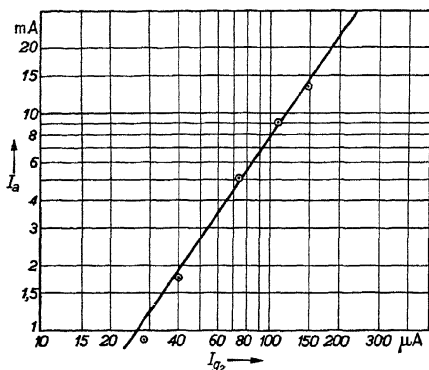



Abb. 235. Supersekundäremission. Anodenstrom (vertikal) als Funktion des Schirmgitterstromes (als Maß für den primären Kathodenstrom) bei konstanten positiven Spannungen und Veränderungen der Steuergitterspannung (Elektrode B in Abb. 232). Es ergibt sich eine Potenzbeziehung.

Röhre Nr.	Steilheit bei 500 Hz (mA/V)	Steilheit bei 30 MHz (mA/V)
1	27	3,0
2	14	5,5
3	14	7,0
4	27	2,5

Bei der Frequenz 30 MHz ist der absolute Betrag der Steilheit angegeben. Diese Zahlen zeigen, daß die Supersekundäremission bei höherer Frequenz verschwindet. Die oben erwähnte Doppelschicht kann nicht in genügend schnellem Tempo nachgebildet werden, um dem raschen Wechsel der primären Stromstärke zu folgen. Die Röhren mit dem stärksten Effekt (1 und 4) zeigen den größten Steilheitsabfall bei höheren Frequenzen. Diese Erscheinung ist schwer reproduzierbar und beruht auf ganz speziellen Prozessen, welche sich bei der Fabrikation der Röhre abspielen können. Die Steilheitsmessung im Kurzwellengebiet bildet zur Zeit eine der wichtigsten Anzeigen für das Vorhandensein des Effekts.

Schrifttum: *45, 52, 68, 134, 158, 185a, 186, 187, 202, 292.*

§ 78. Elektronenrauschen von Widerständen und Dioden. Als „Rauschen" bezeichnen wir winzige Strom- oder Spannungsschwankungen, die eine Folge der endlichen Ladung und Masse des Elektrons sind. Es treten in Empfangsröhren noch Schwankungen von Strömen und Spannungen als Folgen mannigfacher anderer Ursachen, wie z. B. mangelhafter Isolation, ungleichmäßiger Kathodenemission, des Auftretens positiver Ionen im Entladungsraum, auf. Alle diese Ursachen, die in mangelhaften Röhren ein Rauschen zur Folge haben können, das an Stärke das Elektronenrauschen um ein Vielfaches übertrifft, lassen wir außer acht.

Wir betrachten als einfachsten Fall eine Diode ohne Raumladung, also z. B. bei sehr kleiner Stromdichte an der Kathodenoberfläche. Der Stromübergang von der Kathode zur Anode in einer solchen Diode kann infolge der korpuskularen Natur der Elektronen mit einem Strom von Schrotkörnern verglichen werden. Während der mittlere Strom, gemessen während einer genügend langen Zeit, konstant ist, zeigen die Strom-

werte, welche man während kurzer Zeitintervalle mißt, gegenüber diesem mittleren Strom gewisse Zufallsschwankungen. Unter Zuhilfenahme des Schrotkörnerstroms als Modell lehren die Regeln der Wahrscheinlichkeit, daß das mittlere Quadrat dieser Abweichungen vom mittleren Stromwert in einem bestimmten Zeitintervall zur Gesamtzahl der Partikel, also der Elektronen, proportional ist. Für die Elektronen bedeutet dies Proportionalität zum mittleren Stromwert. Man kann die unregelmäßigen Stromschwankungen des „Schroteffekts" in ein Frequenzspektrum zerlegt denken, wobei zu jedem unendlich kleinen Frequenzintervall eine bestimmte Amplitude der Stromschwankungen gehört. Experimentell zeigt sich, daß diese Amplitude bis zu sehr hohen Frequenzen konstant ist. Erst für Frequenzen, wobei die Elektronenlaufzeiten in der Röhre beträchtlich werden in bezug auf die Dauer einer Periode, ändert sich die Amplitude und sinkt bei noch höheren Frequenzen auf Null herunter. Das Gebiet konstanter Amplitude im Frequenzspektrum des Schrotstromes erstreckt sich für moderne Röhren bis etwa $3 \cdot 10^8$ Hz. Wir können aus diesem kontinuierlichen Frequenzspektrum ein Intervall der Breite B Hz herausgreifen, z. B. durch Einschalten eines Bandsiebes mit rechteckigem Durchlaßgebiet der Breite B (Hertz). Die Eingangsimpedanz dieses Siebes soll sehr klein in bezug auf den Innenwiderstand der Diode sein. In unserem Fall einer Diode kann dieses Sieb zwischen Anode und Kathode angeschlossen werden. Hinter diesem Sieb (das im Durchlaßgebiet keine Schwächung zur Folge haben soll) können wir den Effektivwert I des Stromes messen, der von dem Schroteffekt erzeugt wird. Es ist:

$$I^2 = 2\, e I_a B \tag{78,1}$$

Abb. 236. Schaltbild zur Rauschmessung einer Diode D. Ba Batterie, A Sieb mit rechteckigem Durchlaßgebiet der Frequenzbreite B Hz mit geringer Eingangsimpedanz an der Diodenseite und mit Verstärker, M Wechselstrommesser.

wobei I_a der mittlere Gleichstrom in der Diode und e die Elektronenladung ist. Der allgemeine Bau dieser Formel folgt aus einer Dimensionsbetrachtung (I^2 ist proportional zur Elektronenladung, zum mittleren Strom und folglich auch noch zur Frequenzbreite B). Wenn wir B sehr klein wählen, ist I mit einem Wechselstrom vergleichbar. Da das Sieb nur eine sehr geringe Eingangsimpedanz für diesen Wechselstrom hat, fließt der Strom I in einem Kreis, dessen einziger Widerstand durch den Innenwiderstand der Diode gebildet wird. Wir können uns diesen Wechselstrom durch eine Wechselspannungsquelle ohne inneren Widerstand erzeugt denken, die in Reihe mit der Diodenstrecke und mit den Eingangsanschlüssen des Siebes geschaltet ist (Abb. 236). Durch die Kapazität der Diodenstrecke entsteht eine Wechselstromkomponente, die gegenüber der Wechselspannung dieser Spannungsquelle um 90° voreilt. Diese Stromkomponente lassen wir außer acht und be-

trachten nur den mit der Wechselspannung gleichphasigen Wechselstrom. Für Frequenzen, bei denen die Elektronenlaufzeiten in der Diode noch keine Rolle spielen (vgl. § 70), ist diese gleichphasige Komponente durch den Innenwiderstand der Diode bestimmt. Für sehr kurze Wellen müssen aber die Elektronenlaufzeiteffekte in Betracht gezogen werden. Im Anlaufstromgebiet der Diode (sehr kleine Ströme) ist der Anodengleichstrom I_a als Funktion der Gleichspannung V_a zwischen Kathode und Anode durch:

$$I_a = I_0 \exp\left(-\frac{e V_a}{k T_k}\right) \tag{78,2}$$

gegeben, wobei I_0 proportional zur Sättigungsstromstärke ist [vgl. § 57, Gl. (57,4)], k die Boltzmannsche Konstante ($1{,}37 \cdot 10^{-23}$ JouleGrad^{-1}), T_k die Kathodentemperatur in Grad absolut und e den Betrag der Elektronenladung ($1{,}60 \cdot 10^{-19}$ Coulomb) bedeuten. Hieraus berechnet sich der Innenwiderstand der Diode zu:

$$\frac{1}{R} = \frac{\partial I_a}{\partial V_a} = I_a \frac{e}{k T_k}. \tag{78,3}$$

Die Wechselspannungsquelle muß also eine effektive Wechselspannung $E_D = IR$ oder

$$E^2_D = I^2 R^2 = \frac{2 e I_a B R k T_k}{e I_a} = 2 B R k T_k \tag{78,4}$$

liefern.

Zum Vergleich mit dieser Diode im Anlaufstromgebiet betrachten wir einen Widerstand R, der die Temperatur T hat. Als Folge der Brownschen Elektronenbewegung in diesem Widerstand entstehen zwischen den Anschlüssen von R winzige Spannungsschwankungen. Wir können uns diese Spannungsschwankungen wieder durch eine Wechselspannungsquelle, die keinen inneren Widerstand besitzt, erzeugt denken, die in Reihe mit dem Widerstand R geschaltet ist, während der Kreis durch die Eingangsanschlüsse des oben erwähnten Siebes geschlossen ist. Die effektive Wechselspannung E_R der Spannungsquelle ist·

$$E^2_R = 4 k T R B. \tag{78,5}$$

Wenn wir Gl. (78,4) mit Gl. (78,5) vergleichen ergibt sich, daß man das Rauschen der Diodenstrecke mit dem Innenwiderstand R auch erhält, wenn man diesem Innenwiderstand die halbe Kathodentemperatur erteilt und dann das Rauschen infolge Brownscher Elektronenbewegung in diesem Widerstand betrachtet. Bemerkt sei noch, daß die Elektronenemission der Diode keineswegs nur durch Heizung hervorgerufen werden muß. Obige Überlegungen gelten genau so auch für Photoemission der Kathode (Photozellen).

Bisher haben wir eine Diode behandelt, wobei keine Raumladung vorhanden war. Für eine Diode mit Raumladung ist die Stärke der

Schroteffektstromschwankungen verhältnismäßig viel geringer als bei einer Diode ohne Raumladung. Die Gl. (78,1) für die effektive Stromstärke des Schroteffekts wird mit Raumladung:

$$I^2 = F^2\, 2\, e\, I_a\, B\,. \tag{78,6}$$

Die Form dieser Gleichung ist dieselbe wie bei Gl. (78,1). Der dimensionslose Faktor F ist kleiner als 1 und ist ein Maß für die Verringerung des Schroteffekts durch die Raumladung. Diese Schwächung des Schroteffekts kann als ein gewisser Ausgleich der Zufallsschwankungen durch

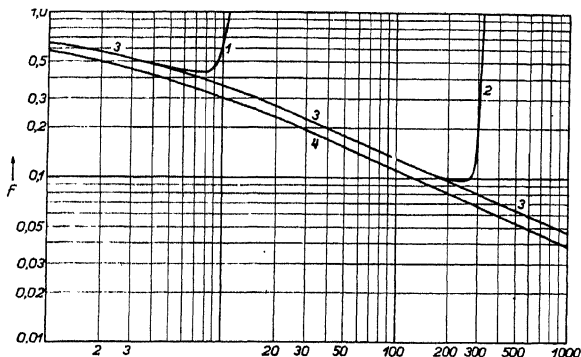



Abb. 237. Der Faktor F für die Raumladungsschwächung des Schroteffekts (vertikal) als Funktion von P_a/PT (horizontal), wobei P_a die Potentialdifferenz zwischen der Anode einer Diode (dem effektiven Potential in der Steuergitterfläche einer Triode) und dem Potentialminimum vor der Kathode und P_T die Größe T_k (absol.). $10^{-3}/11{,}7$ (Volt) (T_k = Kathodentemperatur) bedeutet. Kurve 3 gilt für Kathoden mit hohem Sättigungsstrom (alle modernen indirekt geheizten Kathoden), Kurve 1 für eine Kathode, deren Sättigungsstrom bei $P_a/P_T = 10$ erreicht wird, Kurve 2 für eine Kathode, deren Sättigungsstrom bei $Pa/P_T = 300$ erreicht wird. Kurve 4 gibt den Wert von F für den Fall, daß das Rauschen des Innenwiderstandes der Diode auf halber Kathodentemperatur berechnet wird.

die Raumladung aufgefaßt werden. Der Faktor F ist eine Funktion von P_a/P_T, wobei P_a die Potentialdifferenz zwischen der Anode und dem Potentialminimum (vgl. § 58) ist und

$$P_T = \frac{k\, T_k}{e} = \frac{T_k\ (\text{absol.})}{11{,}7} \cdot 10^{-3}\ (\text{Volt})\,. \tag{78,7}$$

Dieser Faktor F ist in Abb. 237 nach Berechnungen über die Raumladungsschwächung des Schroteffekts gezeichnet worden. Für normale indirekt geheizte Oxydkathoden moderner Empfangsröhren ist die Kurve 3 dieser Abbildung zu benutzen. Für $P_a/T_T = 0$ wird $F = 1$, da wir uns dann im Anlaufstromgebiet befinden, wo noch keine Raumladung vorhanden ist und somit noch keine Raumladungsschwächung des Schroteffekts auftreten kann. Weiter wird F ebenfalls gleich 1, sobald der Anodenstrom gleich dem Sättigungsstrom der Kathode ist, da dann auch keine Raumladung mehr vorhanden ist (vgl. Abb. 237). Die Kurve 4

dieser Abb. 237 ist unter der Annahme berechnet worden, daß der Innenwiderstand der Diode auf halber Kathodentemperatur im ganzen Raumladungsgebiet das Schroteffektrauschen verursacht. Diese Kurve liegt im Gebiet der Abb. 237 überall etwa 12% unterhalb der exakt berechneten Kurve für die Raumladungsschwächung des Schroteffekts. Wir dürfen also, mit dieser kleinen Korrektur, im ganzen Raumladungsgebiet annehmen, daß der Innenwiderstand der Diode auf halber Kathodentemperatur das Schroteffektrauschen verursacht. Für den Faktor F^2 muß das Ergebnis dann mit 1,25 multipliziert werden. Die berechnete Kurve Abb. 237 ist durch Messungen an Dioden bestätigt worden.

Schrifttum: *19, 20, 31, 44, 110, 161, 180, 204, 257, 265, 314, 318.*

§ 79. Formeln für und Messungen über das Rauschen von Mehrgitterröhren. Für Trioden können die oben aufgestellten Überlegungen in einfacher Weise angewandt werden, wenn für P_a die Potentialdifferenz zwischen dem Potentialminimum vor der Kathode und dem Ersatzpotential in der Gitterfläche angenommen wird (vgl. § 59). Hierbei wird in der Gitterfläche ein konstantes Ersatzpotential vorausgesetzt. Wir können dann in der Zuleitung zur Kathode der Triode eine Spannungsquelle eingeschaltet denken, die die effektive Spannung E des Rauschens liefert [vgl. Gl. (78,4)]:

$$E^2 = 1{,}25 \cdot 2\, k T_k R B\,. \tag{79,1}$$

Diese Formel gilt außerhalb des Sättigungsstromgebietes und des Anlaufstromgebietes. Im letzteren Gebiete ist der Faktor 1,25 fortzulassen. Hierbei ist R der „Innenwiderstand" zwischen Kathode und Steuergitter der Triode:

$$\frac{1}{R} = \frac{\partial I_a}{\partial P_a} = \frac{\partial I_a}{\partial V_g}\,\frac{\partial V_g}{\partial P_a} = \frac{S}{s}\,. \tag{79,2}$$

Unter I_a ist der Anodengleichstrom der Triode, unter S die Steilheit der Triode, unter V_g die Spannung zwischen Kathode und Steuergitter und unter s ein von den Röhrendaten abhängiger dimensionsloser Faktor, etwa von der Größenordnung 1, zu verstehen. Die oben genannte Rauschspannung wird also nach Gl. (79,1) und (79,2):

$$E^2 = 1{,}25 \cdot 2\, k T_k\, s\, \frac{B}{S}\,. \tag{79,3}$$

Hier sei bemerkt, daß der in diesem Abschnitt benutzte dimensionslose Faktor F nicht mit dem in Teil I, S. 30 und 54 benutzten Faktor f, der nicht dimensionslos ist, indentifiziert werden darf. Aus dieser Gl. (79,3) kann der sehr wichtige Schluß gezogen werden, daß die eingeführte Rauschspannung einer Triode in erster Näherung nicht vom Anodengleichstrom abhängt und der Quadratwurzel aus der Steilheit umgekehrt proportional ist. Dies gilt in erster Näherung für eine beliebige Röhrenkennlinie und auch für Tetroden und Pentoden. In Teil I hatten

wir angegeben, daß E proportional zur Quadratwurzel aus dem Anodenstrom und umgekehrt proportional zur Steilheit ist. Diese Angaben beruhen auf Nichtberücksichtigung der hier bezüglich des Faktors F angeführten Tatsachen. Das Rauschen äußert sich bei einer Triode im Anodenkreis. Wir können uns dabei an das Gitter der Triode, die dann weiter nicht rauscht, eine Spannungsquelle des Rauschens angeschlossen denken, welche die effektive Spannung E nach Gl. (79,4) liefert. Diese Spannung wird dann in der Triode verstärkt nach dem Anodenkreis übertragen. Den Anodenkreis können wir als Reihenschaltung einer Spannungsquelle μE ohne inneren Widerstand, des Innenwiderstandes der Triode und der Impedanz, die zwischen Anode und Kathode der Triode angeschlossen ist, darstellen. Hierbei ist μ die in Gl. (59,2) definierte Größe, die oft als „Verstärkungsfaktor" bezeichnet wird. Durch diese Darstellung des Anodenkreises sind wir in der Lage, die effektive Rauschstromstärke in diesem Kreis ohne weiteres zu berechnen.

Man kann nach dem oben Behandelten das Rauschen einer Triode auch durch einen zwischen Kathode und Steuergitter angeschlossenen Widerstand R auf Zimmertemperatur, der genau der Rauschspannung [Gl. (79,3)] infolge der Brownschen Elektronenbewegung entspricht, darstellen. Hierzu drücken wir die effektive Rauschspannung E am Gitter, die den Rauschstrom nach Gl. (78,6) im Anodenkreis liefern soll, mit Hilfe der Steilheit S aus:

$$E^2 = F^2\, 2\, e I_a B \frac{1}{S^2}\,. \tag{79,4}$$

Unter Benutzung von Gl. (78,5) folgt hieraus unmittelbar der Ersatzrauschwiderstand R_{ers} (auf Zimmertemperatur T) zwischen Steuergitter und Kathode:

$$R_{ers} = \frac{F^2 e I_a}{2\, k T S^2}\,. \tag{79,5}$$

Durch Einsetzen der Zahlenwerte für e und k ergibt sich, wenn man I_a im mA und S in mA/V ausdrückt, bei einer Temperatur $T = 290°$ absolut:

$$R_{ers} = 2{,}0 \cdot 10^4 \frac{I_a}{S^2} F^2\,. \tag{79,6}$$

Die Gl. (79,6) hat wieder die in Teil I, S. 30 und 54 benutzte Form. Durch Berücksichtigung der Abhängigkeit des Faktors F von I_a und von S gelangt man zur endgültigen Form der Gl. (79,6). Hierzu betrachten wir die Gl. (79,2), (79,1) und (78,6). Man findet für den Ersatzrauschwiderstand den Wert:

$$R_{ers} = \frac{1{,}25\, T_k}{2 s\, T S\,(\text{Amp/V})}\,. \tag{79,7}$$

Nimmt man $T_k/T = 4{,}0$ an (vgl. § 57), und rechnet man S in mA/V, so ergibt sich:

$$R_{ers} = 2{,}5 \cdot 10^3 \frac{1}{s\,S\,(\mathrm{mA/V})}\,. \tag{79,8}$$

Diese Methode, wobei das Rauschen einer Triode durch das Rauschen eines Ersatzwiderstandes auf Zimmertemperatur zwischen Steuergitter und Kathode ausgedrückt wird, ist äußerst bequem, weil bei Vorhandensein weiterer Rauschquellen zwischen Gitter und Kathode in einfacher Weise das gesamte Rauschen errechnet werden kann. Als weitere Rauschquellen kommen z. B. abgestimmte Resonanzkreise in Betracht. Wenn ein solcher Kreis im Frequenzintervall B eine reelle Komponente der Impedanz R_{kr} besitzt (angenommen, daß R_{kr} im ganzen Frequenzintervall konstant ist) und zwischen Gitter und Kathode angeschlossen ist, so ist das gesamte Rauschniveau zwischen Gitter und Kathode angenähert mit dem Rauschen eines äquivalenten Widerstandes $R = R_{ers} + R_{kr}$ identisch.

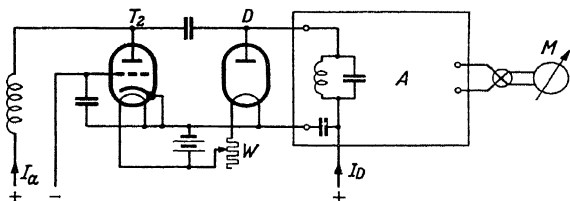



Abb. 238. Anordnung zur Messung des Faktors F für eine Triode T_2 (oder Tetrode, oder Pentode usw.) Durch Veränderung des Widerstandes W wird der Anodenstrom der im Sättigungsgebiet arbeitenden Diode D (der Faktor F der Diode ist hier 1, vgl. Abb. 237), so eingestellt, daß das Rauschen der Triode, hinter dem Sieb mit dem Verstärker A gemessen, gleich dem Rauschen der Diode ist. Der Faktor F der Triode T_2 ergibt sich dann aus der Gleichung $F^2 \doteq I_a/I_D$, wobei I_a der Anodengleichstrom der Triode und I_D der Gleichstrom der Diode ist.

Im Kurzwellengebiet gilt diese Beziehung nicht immer (vgl. unten). Wenn man dagegen mit einer Röhrenrauschspannung zwischen Gitter und Kathode $E_{rö}$ rechnet und mit einer Rauschspannung E_{kr} des Resonanzkreises, so ist die gesamte effektive Rauschspannung E am Gitter durch die Formel $E = (E^2_{rö} + E^2_{kr})^{1/2}$ zu berechnen, die bedeutend komplizierter ist als die Additionsformel der Rauschwiderstände. Diese Additionsformel ermöglicht in einfacher Weise eine Beurteilung der relativen Rauschstärke mehrerer Rauschquellen und ihrer Einflüsse auf das Gesamtrauschniveau.

Bei Messungen des Rauschens einer Triode und somit des Faktors F^2 wurde die in Abb. 238 gezeichnete Anordnung benutzt. Einige gemessene Werte für F^2 bei der Triode AC 2 sind in Abb. 239 zusammengestellt worden. Diese gemessenen Werte sind auf Ersatzrauschwiderstände umgerechnet worden und mit berechneten Ersatzrauschwiderständen nach Gl. (79,8) verglichen. Die Übereinstimmung ist gut (Abb. 240).

Wir gehen jetzt zum Rauschen vom Tetroden und Pentoden als Ver-

stärkerröhren über. Wenn das Rauschen einer Pentode (z. B. EF 5) in einer Anordnung wie in Abb. 238 gemessen wird, wobei das Schirmgitter mittels einer großen Kapazität und das Fanggitter direkt mit der Kathode verbunden ist, so ergeben sich bedeutend größere Werte des Faktors F^2 als für dieselbe Röhre, wenn Schirmgitter und Anode unter sich verbunden sind (also als Triode). Einige Vergleichszahlen sind: EF 5 als Triode, Anodenspannung und Schirmgitterspannung 100 V, Steuergitter —2,5 V, Strom nach Anode plus Schirmgitter 10 mA, Steilheit 2,2 mA/V,

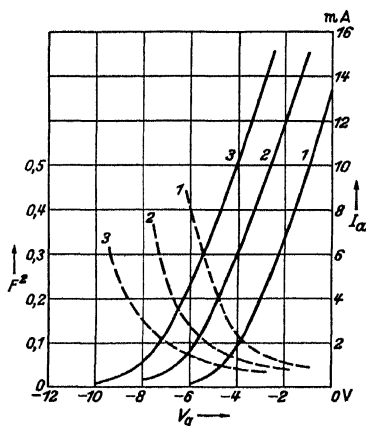



Abb. 239. Gemessene Werte der Größe F^2 (vertikal, links) für die Triode AC2 (gestrichelte Kurven) als Funktion der Steuergitterspannung (horizontal) gegen die Kathode bei 150 V (Kurve 1), 200 V (Kurve 2) und 250 V (Kurve 3) Anodenspannung. Ausgezogene Kurven: Anodenstrom (vertikal, rechts) als Funktion der Gitterspannung bei diesen drei Anodenspannungen (bzw. Kurve 1, 2 und 3).

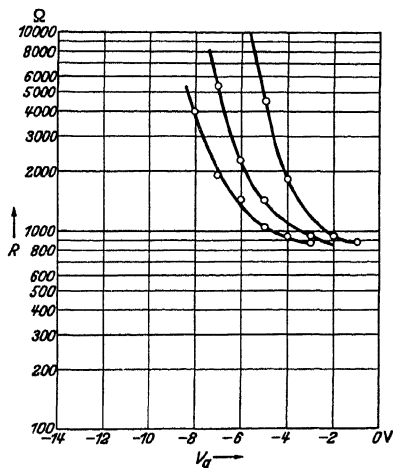



Abb. 240. Berechnete Ersatzrauschwiderstände zwischen Kathode und Steuergitter der Triode AC2 (vertikal) nach Gl. (79,8) als Funktion der Steuergitterspannung V_g (horizontal) bei 150 V (rechte Kurve), 200 V (mittlere Kurve) und 250 V (linke Kurve) Anodenspannung. Kreise sind gemessene Werte des Ersatzrauschwiderstandes.

Größe $F^2 = 0{,}050$. Dieselbe Röhre als Pentode, Anodenspannung 100 V, Schirmgitterspannung 100 V, Anodenstrom 7,5 mA, Schirmgitterstrom 2,5 mA, Steuergitterspannung —2,5 V, Größe $F^2 = 0{,}28$. Dies heißt, daß der Ersatzrauschwiderstand für die Pentode mehr als fünfmal so groß ist als der Ersatzrauschwiderstand der Triode bei gleicher Kathodenstromstärke. Die Ursache dieses viel stärkeren Rauschens muß in der Wirkung des Schirmgitters liegen. Der gesamte Strom, der durch das Steuergitter hindurchgeht, weist Zufallsschwankungen auf, die das obengenannte Triodenrauschniveau bedingen. Beim Eintreffen in der Schirmgitterfläche können die Elektronen entweder auf dem Schirmgitter landen oder durch das Schirmgitter hindurchfliegen. Der Teil der Gesamtelektronenzahl, der auf dem Schirmgitter landet, weist auch Zufallsschwankungen auf. Hierdurch schwankt der hindurchgehende

Elektronenstrom mehr als der vor dem Schirmgitter eintreffende Gesamtelektronenstrom. Man kann auch für Pentoden als Verstärkerröhren eine der Gl. (79,6) analoge Formel anschreiben für den Ersatzrauschwiderstand auf Zimmertemperatur zwischen Steuergitter und Kathode:

$$R_{ers} = 2{,}0 \cdot 10^4 \frac{I_a}{S_a^2} F_a^2 \,, \tag{79,9}$$

wobei I_a den Anodenstrom in mA, S_a die Steilheit von I_a in bezug auf die Steuergitterspannung in mA/V bezeichnen und F_a^2 durch:

$$F_a^2 = \frac{F_k^2 I_a + I_{g_2}}{I_a + I_{g_2}} \,; \qquad F_k^2 \approx 0{,}20 \frac{S_a}{I_a} \tag{79,10}$$

gegeben ist (I_{g2} Schirmgitterstrom). Der Zahlenfaktor 0,20 in der Formel für F_k^2 hat die Dimension Volt und gilt näherungsweise für Röhren mit modernem Aufbau. Für Trioden wird in den Gl. (79,10) und (79,9) $F_k = F_a$. Wenn man für F_k^2 den Wert $0{,}2\ S_a/I_a$ einsetzt, erhält man eine der Gl. (79,8) entsprechende Gleichung, wobei $s = 5/8$ gesetzt ist. Im Anschluß an Gl. (65,4) setzen wir $I_a/I_k = K/(K + 1)$, wobei $I_k = I_a + I_{g2}$ ist. Dann wird:

$$S_a = \left(\frac{K}{K + 1}\right)^2 a I_a^{1/3} \,, \tag{79,11}$$

wobei a eine von der Röhrenkonstruktion abhängige Größe ist, die für „ebene" Systeme den Wert:

$$a = 0{,}0264\, O^{2/3}/(x - d)^{4/3} \tag{79,12}$$

hat, wenn S_a in mA/V und I_a in mA ausgedrückt werden. (O Gitteroberfläche in cm², x Abstand Gitterfläche—Kathodenfläche in cm, d Abstand Kathode—Potentialminimum in cm). Man kann mit Hilfe der Gl. (79,11), (79,10) und (79,9) den Ersatzrauschwiderstand als Funktion von a, I_a und K berechnen:

$$R_{ers} = 2{,}0 \cdot 10^4 \frac{I_a^{1/3}}{a^2} \left\{ 0{,}20 \left(\frac{K}{K + 1}\right)^{1/3} a I_a^{-2/3} + \frac{1}{K} \left(\frac{K}{K + 1}\right)^{-1/3} \tag{79,13}$$

Aus den Gl. (79,9), (79,10) und (79,13) ergibt sich, daß für kleine Werte des Verhältnisses $I_{g2}/I_a = 1/K$ der Rauschersatzwiderstand fast linear mit diesem Verhältnis steigt. Als Beispiel sei $S_a = 10$ mA/V und $I_a = 15$ mA. Dann wird für $I_{g2} = 0$ der Wert R_{ers} etwa gleich 400 Ohm, für $I_{g2} = 1$ mA etwa gleich 560 Ohm und für $I_{g2} = 3$ mA etwa gleich 830 Ohm. Für kleine Werte I_{g2} kann R_{ers} somit in diesem Beispiel ungefähr dargestellt werden durch die Formel $R_{ers} = 400 + 150\, I_{g2}$ Ohm (I_{g2} in mA).

Zur Erzielung eines verhältnismäßig kleineren Schirmgitterstromes

stehen verschiedene Wege offen. Man kann, als einfachstes Mittel, die Ganghöhe des Schirmgitters größer wählen und (oder) die Drahtdicke des Schirmgitters verringern. Dieser Weg ist bei der Hochfrequenzpentode EF 13 (Telefunken, Philips), sowie bei der Fernsehpentode EF 50 (Philips) beschritten worden. Durch diese Maßnahmen verringert man gleichzeitig die Abschirmwirkung des Schirmgitters, d. h. die Steuergitter-Anodenkapazität wird vergrößert und der Anodeninnenwiderstand wird verringert. Ein zweites Mittel ist wirksamer. Man kann vor dem Schirmgitter ein neues Gitter in die Röhre einbauen, dessen Drähte genau vor den Schirmgitterdrähten liegen (vgl. S. 41). Dieses Gitter wird mit der Kathode verbunden. Man erreicht durch dieses Nullgitter (vgl. Abb. 154, Fall III), daß die Elektronenbahnen von den Schirmgitterdrähten weggebeugt werden, wodurch weniger Elektronen zum Schirmgitter gelangen. Dieses Mittel ist in der Röhre EF 8 (Philips) angewandt worden. Damit die Schirmgitterspannung noch ein genügend hohes Ersatzpotential in der Steuergitterfläche erzeugt und somit der Strom genügend groß bleibt, werden die Ganghöhen von Schirmgitter und Nullgitter größer als z. B. diejenige des Schirmgitters bei der Pentode EF 5, weil die Schirmgitterspannung noch durch das auch elektrostatisch abschirmende Nullgitter hindurchwirken muß. Der Schirmgitterstrom ist von etwa 2 mA bei der Röhre EF 5 auf etwa 0,2 mA bei der Röhre EF 8 herabgesunken. Die Größe F_a^2 der Röhre EF 8 ist 0,084 (EF 5: $F_a^2 = 0{,}28$) und ist von gleicher Größenordnung wie bei einer Triode. Die Steuergitter-Anodenkapazität ist durch das weitmaschigere Schirmgitter der EF 8 von 0,002 pF bei der EF 5 auf den Wert 0,006 pF bei der EF 8 gestiegen. Der Anodeninnenwiderstand der EF 8 ist aus demselben Grunde niedriger als jener der EF 5 unter gleichen Bedingungen. Der Ersatzrauschwiderstand der EF 5 bei einer Steilheit von 2 mA/V beträgt etwa 14 000 Ohm, jener der EF 8 bei derselben Steilheit etwa 3000 Ohm. Diese rauscharme Pentode ist, namentlich im Kurzwellengebiet, als Verstärkerröhre wertvoll, weil dort der Ersatzrauschwiderstand von gleicher Größenordnung wie die Kreisimpedanzen sein kann. Für Röhren ohne variable Ganghöhe des Steuergitters, also ohne Regelkennlinie (eine solche ist bei den Röhren EF 5 und EF 8 wohl vorhanden), können die Windungen des zweiten Gitters auch direkt hinter den Windungen des Steuergitters angeordnet werden. Man hat für Fernsehzwecke Pentoden hergestellt, die bei großer Steilheit [vgl. obiges Beispiel zur Gl. (79,13)] einen sehr geringen Rauschersatzwiderstand aufweisen, in der Größenordnung von 1000 Ohm und weniger (z. B. Philips EF 50 und EFF 50).

Bei Röhren mit Sekundäremission (vgl. § 77) tritt gegenüber den gerade behandelten Pentoden ein erhöhtes Rauschen auf. Die Gl. (79,9) kann auch für diese Röhren angewandt werden, wenn man für F_a^2 folgenden Wert einsetzt:

$$F_a^2 = F_p^2 p + (q - p);$$

$$F_p^2 = \frac{F_k^2 I_p + I_{g_2}}{I_p + I_{g_2}}. \qquad (79{,}14)$$

Hierbei ist F_k^2 durch Gl. (79,10) bestimmt, I_{g_2} der Schirmgitterstrom, I_p der Strom, der durch das Schirmgitter hindurchgeht, p (vgl. § 77) die Zahl der Elektronen, welche von der Sekundärkathode zur Anode gelangt, wenn ein Elektron auf die Sekundärkathode trifft und q eine mit dem Rauschen der Sekundäremission zusammenhängende Größe. Man kann als Beispiel $p = 5$ und $q = 6{,}5$ setzen für Röhren nach Abb. 232 und 233. Für den Ersatzrauschwiderstand ergeben sich für eine Anodensteilheit $S_a = 15$ mA/V bei einem Anodenstrom $I_a = 10$ mA Zahlen in der Größenordnung von etwa 3000 Ohm.

Wir behandeln jetzt das Rauschen von Mischröhren. Die Stärke des Rauschens einer Mischröhre kann wieder durch Angabe des zwischen Steuergitter (Eingangsgitter) und Kathode gedachten Ersatzrauschwiderstandes beschrieben werden. Dieser Ersatzrauschwiderstand hängt außer von den statischen Röhrenspannungen auch von der Größe der angewandten Oszillatorwechselspannung ab. An die Stelle der Steilheit einer Verstärkerröhre tritt bei einer Mischröhre die Überlagerungssteilheit (vgl. Teil I, S. 49). Die Gl. (79,6) und (79,9) für den Ersatzrauschwiderstand können ohne weiteres für eine Mischröhre übernommen werden, wenn man die Überlagerungssteilheit S_c an Stelle der Steilheit S einsetzt. [Die Gl. (79,6) gilt nur für Trioden]. Wir können uns sofort über die Größenordnung des Ersatzrauschwiderstandes einer Mischröhre ein Bild machen. Wählen wir zunächst eine Pentode als Mischröhre, so muß damit gerechnet werden, daß sowohl Überlagerungssteilheit als auch Anodengleichstrom etwa ein Viertel dieser Werte bei Verwendung als Pentodenverstärker betragen (vgl. Teil I, S. 53). Wenn F_a in beiden Fällen den gleichen Wert hat, ist der Ersatzrauschwiderstand der Mischröhre etwa das Vierfache des Ersatzrauschwiderstandes der Verstärkerröhre. Im Falle der EF 5 also etwa 60 000 Ohm. Betrachten wir eine Hexode oder Oktode, so können für die statischen Werte von I_a und S in Gl. (79,10) bei Benutzung als Verstärkerröhre etwa die gleichen Zahlen wie bei einer Pentode angenommen werden, während die entsprechenden Werte beim Betrieb als Mischröhre etwa ein Viertel der statischen Werte betragen. Der Faktor F_a ist aber durch das Vorhandensein von mehr positiven Gittern größer als bei Pentoden. Die Größenordnung des Rauschwiderstandes bei Hexoden und Oktoden beim Betrieb als Mischröhren ist daher etwa 80 000 Ohm (z. B. ECH 3 oder EK 2).

Bei den Messungen des Faktors F_a für Mischröhren kann wieder die Anordnung (Abb. 238) benutzt werden, wobei die Triode durch die betreffende Mischröhre zu ersetzen ist. Man kann den Ersatzrauschwiderstand von Mischröhren ohne Oszillatorwechselspannung als Funktion der

Spannung des Oszillatorgitters messen. Als Beispiel betrachten wir eine Hexode AH 1. Hierbei ist von der Kathode an gerechnet das erste Gitter das Eingangssignalgitter, das zweite Gitter ein Schirmgitter, das dritte Gitter erhält die Oszillatorwechselspannung, das vierte Gitter ist ein Schirmgitter. Beim Betrieb als Mischröhre schwankt die Spannung von Gitter 3 sinusförmig zwischen etwa +1 und —21 V. Die Größe F_a^2 beim Betrieb als Mischröhre kann durch Mittelwertbildung in diesem Spannungsgebiet erhalten werden. Man kann den Ersatzrauschwiderstand auch direkt mit angelegter Oszillatorspannung in der Schaltung von Abb. 238 messen und führt dann diese Mittelwertbildung automatisch aus. Der Ersatzrauschwiderstand hängt von der Oszillatorwechselspannungsamplitude ab und erreicht in den üblichen Mischrohrschaltungen bei steigender Wechselspannung einen günstigsten (kleinsten) Wert, worauf er wieder zunimmt (vgl. S. 54 und S. 55). Die oben angegebenen Zahlen beziehen sich auf günstig gewählte Werte der Wechselspannung.

Im Kurzwellengebiet bleiben obige Formeln für den Ersatzrauschwiderstand solange gültig wie die absoluten Beträge der Steilheit unverändert bleiben. Messungen haben z. B. ergeben, daß dies bei Röhren vom Typus EF 50 (Fernsehpentode) und EE 50 (Sekundäremissionsröhre, vgl. Abb. 232) bei 3 m Wellenlänge noch innerhalb der Meßgenauigkeit zutrifft (Höchstfehler etwa 3%). Man darf somit bei Röhren von diesen und vergleichbaren Typen die Formeln sicherlich bis Wellenlängen von etwa 1 m herab anwenden und wird dabei höchstens um einige Prozente falsche (zu kleine) Werte erhalten.

Wenn sich im Gitterkreis (zwischen Steuergitter und Kathode) ein Widerstand R_{kr} befindet, so erhält man das gesamte Rauschen, wenn man annimmt, daß sich im Gitterkreis ein Widerstand $R = R_{kr} + R_{ers}$ befinden würde, wie bereits erwähnt. Diese Regel entspricht der quadratischen Addition der effektiven Rauschspannungen zweier unabhängiger Quellen: $E^2 = E_{kr}{}^2 + E_{rö}{}^2$, wobei E die resultierende Rauschspannung zwischen Gitter und Kathode darstellt, E_{kr} die Rauschspannung von R_{kr} und $E_{rö}$ die Gitterrauschspannung der Röhre, entsprechend dem Ersatzrauschwiderstand R_{ers}. Die Anwendung dieser Regel erfährt keinerlei Komplikationen, solange R_{kr} ausschließlich vom äußeren Kreiswiderstand zwischen Gitter und Kathode der Röhre und nicht vom Eingangswiderstand der Röhre (vgl. Abb. 28a vom Teil I) bestimmt wird. Im Kurzwellengebiet wird dieser Eingangswiderstand im Betriebszustand oft sehr klein, z. B. größenordnungsmäßig 1000 Ohm bei Wellenlängen von 1 bis 2 m. Wenn der äußere Widerstand für die Betriebswellenlänge nicht sehr gering ist, wird R_{kr} durch Parallelschalten des Eingangswiderstandes R_e und des äußeren Widerstandes R_a erhalten: $R_{kr} = R_e R_a/(R_e + R_a)$. In diesem Fall ist nicht R_{kr} für das Rauschen des Eingangskreises maßgebend, sondern ein höherer Wert und zwar relativ um so höher, je kleiner R_e in bezug auf R_a ist. Wenn $R_{kr} \approx R_e$

ist, wird der Rauschwiderstand des Gitterkreises z. B. 3 bis 5 R_{kr}, abhängig von der Röhrenkonstruktion und der Schaltung. Zu diesem Wert ist der Ersatzrauschwiderstand R_{ers} der Röhre zu addieren, genau wie im Gebiet längerer Wellen.

Schrifttum: *2, 12, 13, 18, 19, 48, 132, 161, 178, 180, 202, 204, 217, 228, 239, 241, 257, 258, 265, 294, 314, 317, 318, 319, 320.*

§ 80. Bemerkungen über die Elektrodentemperaturen. Bei der Konstruktion von Röhren der hier betrachteten Art spielen die Elektrodentemperaturen und die hiermit zusammenhängenden Effekte eine große Rolle. Für eine auch nur einigermaßen umfassende Darstellung dieser Probleme wäre ein ganzes Buch erforderlich. Aus diesem Grunde streifen wir in diesem Abschnitt nur kurz einige Aufgaben, die geeignet erscheinen, einen Einblick in die Art der hier auftretenden Fragestellungen zu vermitteln.

Zunächst behandeln wir die indirekt geheizte Kathode. Der Aufbau einer solchen Kathode für moderne Röhren ist in § 1 von Teil I behandelt. Wir beschäftigen uns mit der Frage: Wie lange dauert es vom Augenblick des Stromdurchgangs durch den Heizfaden, bis die Kathode eine beträchtliche Elektronenemission aufweist? Hierbei nehmen wir an, daß an den Anschlüssen des Heizfadens sofort die volle Heizspannung V_h liegt. Die Heizleistung ist V^2_h/R_h, wobei R_h der Widerstand des Heizfadens ist. Dieser Widerstand ist im Augenblick des Einschaltens des Heizfadens am geringsten und wächst dann während der Anheizdauer der Kathode. Die Heizleistung nimmt somit während der Anheizdauer ab. Die normale Emissionstemperatur einer Kathode, wie sie in der Hochfrequenzverstärkerröhre EF 6 verwendet wird, ist etwa 1050° (absolut), die Kathodenoberfläche ist etwa 0,5 cm², die Betriebsheizleistung etwa 1,2 W, also die spezifische Heizleistung etwa 2,4 W/cm². Der Widerstand des Heizdrahtes bei 1050° (absolut) ist etwa das Fünffache des Widerstandes bei 293° (absolut), woraus hervorgeht, daß man mit einer Heizleistung H im ersten Augenblick nach dem Einschalten des Heizfadens von etwa 6 W rechnen muß. Die Wärmeabgabe W der Kathode ist eine Funktion der Temperatur, die zwischen Zimmertemperatur und Betriebstemperatur von Null bis 2,4 W/cm² ansteigt (Abb. 241). Wenn u die Energiemenge (Joule) ist, welche die gesamte Kathode (unter der Annahme eines mittleren Wertes der Kathodentemperatur) bei der absoluten Temperatur T für 1 Grad

Abb. 241. Heizleistung H und Wärmeabgabe W einer Kathode (vertikal) als Funktion der Temperatur (horizontal). T_b ist die sich automatisch einstellende Betriebstemperatur. Die Abbildung soll nur schematisch diese Prozesse zeigen.

Temperatursteigerung benötigt, so ist die Temperatur T als Funktion der Zeit t durch die Differentialgleichung:

$$u \frac{\partial T}{\partial t} = H - W \tag{80,1}$$

gegeben. Hierbei sind u, H und W Funktionen der Temperatur. Der Temperaturanstieg als Funktion der Zeit ist somit wesentlich durch u bestimmt. Die mit etwa 2,6 W Heizleistung betriebenen Kathoden von Röhren, wie z. B. AF 3, AF 7, brauchen etwa 20 sec vom Einschalten bis zu beträchtlicher Elektronenemission. Bei neueren, mit etwa 1,2 W Heizleistung betriebenen Kathoden von Röhren, wie z. B. EF 6, EF 9, ist diese Zeit nur etwa 10 sec. Die Größenordnung von u dürfte für Zimmertemperatur bei den A-Röhren etwa 0,06 und bei den E-Röhren etwa 0,02 sein. Diese Verringerung der Anheizdauer wurde außer durch Verringerung von u auch durch Verringerung von W bei niedrigen Temperaturen (die Wärmeabgabe findet bei niedrigen Temperaturen durch Leitung, bei höheren mehr durch Strahlung statt) erreicht.

Abb. 242. Frequenzverwerfung einer Oktode AK2 als Oszillatorröhre geschaltet. Vertikal: Frequenzverwerfung in kHz. Horizontal: Zeit in Min. Die Messungen wurden ausgeführt mit einem Empfangsgerät Philips Type 898A (1936). Das Gerät wurde zur Zeit Null eingeschaltet und war vorher kalt. Nach etwa 45 sec funktionierte die Schwingungsschaltung (Anheizdauer der Kathode). Kurve 1 ist bei einer Abstimmwellenlänge des Geräts von 19,7 m, Kurve 3 bei einer Abstimmwellenlänge von 200 m gemessen. Bei der Kurve 2 wurde das Gerät eine Stunde vor dem Zeitpunkt Null der Abbildung eingeschaltet. Zur Zeit Null wurde die im Gerät befindliche Oktode durch eine kalte Oktode ersetzt (Wellenlänge 19,7 m). Ein Vergleich der Kurven 1 und 2 zeigt, daß die Frequenzverwerfung wesentlich von der Oktode AK2 und nicht von anderen Ursachen im Gerät herrührt.

Als nächste Frage betrachten wir die thermische Gitteremission von Elektronen. Bei den Fabrikationsprozessen einer Elektronenröhre gelangt auf die Elektroden von der Kathode aus durch Verdampfen Material der Emissionsschicht. Das um die Kathode herum angeordnete erste Gitter ist diesem Verdampfungsprozeß am meisten ausgesetzt. Infolge dieses Niederschlages fängt dieses Gitter bereits bei viel niedrigerer Temperatur an, Elektronen zu emittieren, als sonst auf Grund der Metalleigenschaften des Gittermaterials (Nickel oder Molybden) zu erwarten wäre. Das erste Gitter wird durch Wärmestrahlung von der Kathode her geheizt, und zwar, wieder infolge der Kathodennähe, mehr als die übrigen Gitter. Zur Erzielung großer Steilheit der Elektronenröhre wird für dieses Gitter dünner Draht (z. B. 30 bis 50 μ) benutzt. Die Wärmeabgabe durch Leitung ist geringer, je kleiner die Drahtdicke ist. Alle diese Gründe lassen thermische Elektronenemission des ersten Gitters besonders leicht eintreten. Es werden daher in modernen Mehrgitterröhren

meistens besondere Mittel, wie z. B. Anschweißen von kleinen Kühlungs-Plättchen an den Gitterstegen, für eine möglichst gute Wärmeabgabe des ersten Gitters angewandt.

Die letzte hier zu behandelnde Temperaturfrage bezieht sich auf die Frequenzverwerfung im Kurzwellengebiet infolge Temperaturänderungen der in einer Schwingschaltung benutzten Röhre. Als Beispiel führen wir einige Messungen für die ältere Oktode AK 2 an (Abb. 242). Die nach Einschalten stattfindende allmähliche Erwärmung der ganzen Röhre muß nach diesen Messungen als Ursache der Frequenzverwerfung betrachtet werden. Der Schwingungskreis ist in diesem Gerät zwischen Gitter 1 und Kathode der AK 2 geschaltet. Die gemessene Frequenzverwerfung von etwa 5 kHz kann als Kapazitätsänderung dieses Kreises gedeutet werden. Unter der Annahme einer Gesamtkreiskapazität von 75 pF bei 20 m Wellenlänge beträgt diese Kapazitätsänderung zwischen Gitter 1 und der Kathode innerhalb der Röhre etwa $5 \cdot 10^{-2}$ pF. Als Ursache kommt die Änderung der dielektrischen Konstante des Glases im Quetschfluß der Röhre in Betracht. Wenn man als Kapazität zwischen den Zuleitungen nach Gitter 1 und nach der Kathode im Quetschfuß etwa 1 pF annimmt, muß die dielektrische Konstante sich insgesamt um etwa 5% ändern. Bei einer Endtemperatur von etwa 200° C für den Quetschfuß ist diese Größenordnung für die verwendete Glassorte richtig. Bei den neueren Ganzglaskonstruktionen (vgl. Teil I, § 1) sind diese Verhältnisse günstiger. Die gesamten Kapazitätsänderungen infolge des Temperaturanstiegs der Röhre sind um etwa 30 bis 50% geringer als in entsprechenden Fällen mit Quetschfuß.

Schrifttum: *81, 114, 229, 251, 252, 273a, 309, 310.*

§ 81. Anhang. Anhang I. Berechnung von β^2 aus § 56 und α^2 aus § 58. Es handelt sich um die Berechnung der in Gl. (56,9) eingeführten dimensionslosen Hilfsgröße β^2. Wir gehen von der Gl. (56,2) aus und differenzieren auf beiden Seiten nach t:

$$36\,\pi\,10^{11}\,i\,r_k = \frac{d\,r}{d\,t}\left(r\,\frac{dF_r}{d\,r} + F_r\right).$$

Da weiter gilt:

$$F_r = \frac{d\,P}{d\,r} \quad \text{und} \quad P = \frac{1}{2}\,\frac{m}{e}\left(\frac{d\,r}{d\,t}\right)^2$$

entsteht durch Eliminieren von t die Differentialgleichung:

$$r\,\frac{d^2 P}{d\,r^2} + \frac{d\,P}{d\,r} = 36\,\pi\,10^{11}\,r_k\left(\frac{m}{2\,e}\right)^{1/2} P^{-1/2} \cdot i\,. \tag{A, 1}$$

In diese Gleichung führen wir zwei neue Veränderliche ein:

$$\gamma = \ln\left(\frac{r}{r_k}\right.$$

und β^2 definiert nach Gl. (56,9). Hierbei ist ln der natürliche Logarithmus. Durch Eliminieren von P und i entsteht dann die Differentialgleichung:

$$3\,\beta\,\frac{d^2\beta}{d\gamma^2} + \left(\frac{d\beta}{d\gamma}\right)^2 + 4\,\beta\,\frac{d\beta}{d\gamma} + \beta^2 = 1\,. \qquad \text{(A, 2)}$$

Diese Gl. (A, 2) ist durch einen Ansatz von β als Funktion von γ in Form einer Potenzreihe gelöst worden (Abb. 132). In analoger Weise ist α^2 [Gl. (58,7)] berechnet worden, wobei für α dieselbe Differentialgleichung gilt wie die Gl. (A, 2) für β (vgl. Abb. 138).

Schrifttum: *34, 80, 170, 172, 173.*

Anhang II. Über die Ableitung der Gl. (70,4), (70,5), (71,11), (71,12), (74,1), (74,2) und (75,3). Bei der Ableitung der Gl. (70,4), (70,5), (71,11), (74,1), (74,2) und in der Gl. (75,3) wird die Lösung der folgenden Aufgabe benutzt. Man betrachte den Raum zwischen zwei Gittern, die wir mit a und b andeuten. Das Effektivpotential in der Fläche des Gitters b (mittleres Potential) sei negativ, jenes in der Fläche des Gitters a positiv. Es tritt ein Elektronenwechselstrom $I_0 \exp(j\omega t)$ durch das Gitter a in den betrachteten Raum. Die Elektronen kehren alle vor dem Gitter b wieder um. Sie induzieren auf diesem negativen Gitter eine Wechselladung und folglich einen Wechselstrom $I \exp(j\omega t)$ nach dem Gitter b. Wie hängt I mit I_0 zusammen? Der Einfluß der Raumladung sei vernachlässigt. Dann lautet die Antwort:

$$I = \frac{4}{3}\, j\omega I_0 t_{ab} \exp(-j\varphi_t)\,, \qquad \text{(A, 3)}$$

wobei t_{ab} die Elektronenlaufzeit vom Gitter a zum Gitter b bedeutet. Bei der Berechnung ist angenommen worden, daß die Elektronen sehr nahe vor dem Gitter b umkehren. Für die Bedeutung des Phasenwinkels φ_t sei im Falle der Oktode nach Gl. (75,6) verwiesen.

Wir betrachten eine Pentode, wobei das Steuergitter negativ ist, das Schirmgitter positiv, das Fanggitter negativ und die Anode positiv gegenüber der Kathode. Zwischen Steuergitter und Kathode sei eine Wechselspannung $E \exp(j\omega t)$ angelegt. Der Elektronenwechselstrom, bestehend aus Elektronen, die nur ein einziges Mal den Weg zum Schirmgitter zurückgelegt haben, hat beim Eintreffen vor dem Schirmgitter den Wert $S_k E \exp(j\omega t - j\varphi)$. Hierbei ist S_k die Steilheit des Kathodenstromes in bezug auf die Steuergitterspannung. Für den Phasenwinkel φ gilt der Ausdruck $\varphi = \varphi_l + \omega\,(0{,}36\, t_{kg1} + t_1/2)$. Der Phasenwinkelanteil φ_l rührt von Induktionseffekten der Elektrodenzuleitungen her, t_{kg1} ist die Elektronenlaufzeit von der Kathode zum Steuergitter und $t_1/2$ jene vom Steuergitter zum Schirmgitter. Dieser Elektronenwechselstrom geht teilweise durch Gitter 2 (Schirmgitter) hindurch, gelangt zum Gitter 3 (Fanggitter), kehrt zum Teil um, geht zum Teil wieder durch Gitter 2 hindurch und gelangt nach weiterem Verlust an die Kathodenraumladung in die Nähe von

Gitter 1 (Steuergitter). Letzterer Wechselstromanteil ist durch die Formel $S_k E \beta (1 - \alpha) \exp(j\omega t - j\varphi - j\omega t_1/2 - j\omega t_2)$ gegeben, wobei $t_2/2$ die Elektronenlaufzeit vom Gitter 2 zum Gitter 3 bedeutet und die Bedeutung von α und β aus § 70 und § 71 zu ersehen ist. Dieser Vorgang wiederholt sich. Der resultierende Elektronenwechselstrom, der in die Nähe von Gitter 1 gelangt, wird:

$$S_k E \beta (1 - \alpha) \exp(j\varphi_0 - j\omega t_1 - j\omega t_2) +$$
$$+ S_k E \beta^2 (1 - \alpha)^2 \exp(j\varphi_0 - j\omega\, 2\, t_1 - j\omega\, 2\, t_2) +$$
$$+ S_k E \beta^3 (1 - \alpha)^3 \exp(j\varphi_0 - j\omega\, 3\, t_1 - j\omega\, 3\, t_2) + \quad .$$

$$= S_k E \beta (1 - \alpha) \exp(j\varphi_0 - j\omega t_1 - j\omega t_2) \sum_{n=0} \beta^n (1 - \alpha)^n \exp[-j\omega n (t_1 + t_2)] =$$
$$= S_k E \beta (1 - \alpha) \exp(j\varphi_0 - j\omega t_1 - j\omega t_2) \cdot$$
$$\cdot \frac{1 - \beta (1 - \alpha) \cos\omega (t_1 + t_2) - j\beta (1 - \alpha) \sin\omega (t_1 + t_2)}{1 - 2\beta (1 - \alpha) \cos\omega (t_1 + t_2) + \beta^2 (1 - \alpha)^2} .$$

In diesen Gleichungen stellt φ_0 den Wert $\omega t - \varphi_l - \omega \cdot 0{,}36\, t_{kg1}$ dar. Obige Summenbildung kann durch Nachschlagen irgend eines Kompendiums mathematischer Formeln ausgeführt werden. Wir vernachlässigen $\varphi_l + \omega \cdot 0{,}36\, t_{kg1}$ gegenüber $j\omega (t_1 + t_2)$. Die Frequenz sei derart gewählt, daß angenähert gilt: $\cos\omega (t_1 + t_2) = 1$ und $\sin\omega (t_1 + t_2) \doteq \omega (t_1 + t_2)$. Dann ergibt sich für die Elektronenwechselstrom-Amplitude I_0, die in die Nähe von Gitter 1 gelangt, der Wert:

$$I_0 = S_k E \beta (1 - \alpha) \exp(-j\omega t_1 - j\omega t_2) \frac{1 - \beta (1 - \alpha) - j\beta (1 - \alpha)\, \omega (t_1 + t_2)}{\{1 - \beta (1 - \alpha)\}^2} .$$

Dieser Elektronenwechselstrom induziert einen Wechselstrom $I \exp(j\omega t)$ zum Steuergitter, der sich nach Gl. (A, 3) ergibt:

$$I = \frac{2}{3} j\omega t_1 I_0 .$$

Indem wir I durch die Wechselspannung E dividieren, erhalten wir die zusätzliche Admittanz Y_1 zwischen Steuergitter und Kathode:

$$Y_1 = \frac{2}{3} S_k \beta (1 - \alpha) j\omega t_1 [1 - j\omega (t_1 + t_2)] \frac{1 - \beta (1 - \alpha) - j\omega\beta (1 - \alpha) (t_1 + t_2)}{\{1 - \beta (1 - \alpha)\}^2} .$$

Durch Aufspalten von Y_1 in einen reellen und einen imaginären Teil ergeben sich die Gl. (70,4), (70,5), (71,11), (71,12), (74,1) und (74,2) des Textes.

Schrifttum: *14, 193*.

Schrifttum

alphabetisch nach Autoren geordnet.

Die Nummern stimmen mit den Ziffern am Ende jedes Paragraphen überein.

1. ALBERTI, E.: Messung der Modulationstiefe bei Amplitudenmodulation. Funktechn. Mh. Januar 1935 Nr. 1 S. 1—7.
2. ALDOUS, W. H. und N. R. CAMPBELL: The effect of secondary emission upon the fluctuations of the current in a triode. Proc. Roy. Soc. London A, Bd. 151 (1935) S. 694—702.
3. ALWAY, E. J.: An improved short-wave frequency changer. Wirel. Wld. March 1, Bd. 36 (1935) S. 213—214.
4. ANDERSON, P. A.: The contact difference of potential between Tungsten and Barium. Physic. Rev., Bd. 47 (1935) S. 958—964.
5. APPLETON, E. V.: Thermionic vacuum tubes. Methuen & Co. Ltd. 1932, 117 S.
6. APSTEIN, M.: Advanced design of class A/B amplifiers. Radio Engr., Bd. 16 (1936) S. 12—14.
7. ARDENNE, M. VON: Zur Dimensionierung von Raumladungsgitterröhren. Z. Hochfrequenztechn., Bd. 42 (1933) S. 149—154.
8. AWENDER, H. und A. THOMA: Mathematische Darstellung der Potentialreliefbilder in der Hochfrequenztechnik. Funktechn. Mh., Nr. 11 (1935) S. 421—424.
9. BABITS, V. A.: Les méthodes graphiques pour déterminer les éléments amplificateurs de haute fréquence; classes B et C. l'Onde électrique, Bd. 14 (1935) S. 668—674.
10. BAGGALLY, W.: Grid compensated power amplifiers. Wirel. Engr., Bd. 12 (1935) S. 496—497.
11. BALLANTINE, S. und H. A. SNOW: Reduction of distortion and crosstalk in radio receivers by means of variable Mu tetrodes. Proc. Inst. Radio Engr., Bd. 18 (1930) S. 2102—2127.
12. BALLANTINE, S.: Fluctuation noise due to collision ionisation in electronic amplifier tubes. Physics, Bd. 4 (1933) S. 294—306.
13. — Fluctuation noise in radio receivers. Proc. Inst. Radio Engr., Bd. 18 (1930) S. 1377—1387.
14. BAKKER, C. J. und G. DE VRIES: Amplification of small alternating tensions by an inductive action of the electrons in a radio valve with negative anode. Physica, Bd. 1 (1934) S. 1045—1054.
15. BAKKER, C. J.: On vacuum tube electronics. Physica, Bd. 2 (1935) S. 683—697
16. — Einige Eigenschaften von Empfängerröhren bei kurzen Wellen. Philips Techn. Rdsch., Bd. 1 (1936) S. 171—178.
17. BAKKER, C. J. und C. J. BOERS: On the influence of the non-linearity of the characteristics on the frequency of dynatron and triode oscillators. Physica, Bd. 3 (1936) S. 649—665.
18. BAKKER, C. J.: Current distribution fluctuations in multi-electrode radio valves. Physica, Bd. 5 (1938) S. 581—592.
19. BAKKER, C. J. und B. VAN DER POL: Report on spontaneous fluctuations of current and potential. C. R. Union Radio Sci. int. Venise, Bd. 5 (1939) S. 217 bis 227.

20. BAKKER, C. J. und G. HELLER: On the Brownian motion in electric resistances. Physica, Bd. 6 (1939) S. 262—274.
21. BARANOV, V.: Sur les harmoniques engendrés dans l'amplification par lampes. l'Onde électrique, Bd. 12 (1934) S. 569—576.
22. BARKHAUSEN, H.: Elektronenröhren. 4 Bände. Leipzig: S. Hirzel.
23. BARKHAUSEN, H. und J. VON BRÜCK: Der Verlauf des elektrischen Feldes in Elektronenröhren, gemessen im elektrolytischen Trog. Elektrotechn. Z., Bd. 54 (1933) S. 175—177.
24. BARTELS, H.: Leistung und Verzerrung von Endverstärkern. Telefunken-Z., April 1935, Bd. 16 Nr. 70 S. 5—22.
25. BARTLETT, A. C.: The calculation of modulation products. Philos. Mag., Bd. 16 (1933) S. 845—847, Bd. 17 (1934) S. 628—633.
26. BARTON, L. E.: Application of the class B audio amplifier to a. c. operated receivers. Proc. Inst. Radio Engr., Bd. 20 (1932) S. 1085—1100.
27. BELJERS, H. G.: Zulässige nicht-lineare Verzerrungen bei der Schallwiedergabe. Tydschr. Ned. Rad. Genootschap, Nr. 6 (1934) S. 115—126.
28. BELL, D. A.: Secondary emission in valves. Wirel. Engr., Bd. 13 (1936), S. 311 bis 313.
29. — Frequency stability of valve oscillators. Wirel. Engr., Bd. 13 (1936) S. 539 bis 543.
30. — The variation of inter-electrode capacity in thermionic valves. Marconi Rev., Nr. 57 (1935) S. 18—27.
31. — On the general validity of Nyquist's theorem. Philos. Mag., Bd. 27 (1939) S. 645—660.
32. BELOW, F.: Zur Theorie der Raumladegitterröhre. Diss. Hamburg 1928, 17 S.
33. — Über die Steilheit der Röhrenkennlinien bei Raumgitterröhren. Funktechn. Mh., März, Nr. 3 (1934) S. 93—94.
34. BELLUSTIN, S.: The influene of space charge on a current in a vacuum. C. R. Acad. Sci. URSS., Bd. 16 (1937) Nr. 6 S. 299—304.
35. BENHAM, W. E.: Theory of the internal action of thermionic systems at moderately high frequencies. Philos., Mag. Bd. 11 Nr. 70 (1931) S. 457—517.
36. — Some general relations of vacuum tube electronics. Wirel. Engr., Bd. 13 (1936) S. 406—413.
37. BENJAMIN, M., C. W. COSGROVE und G. W. WARREN: Modern receiving valves; design and manufacture. J. Instn. electr. Engr., Bd. 80 (1937) S. 401—439.
38. BENNETT, W. R.: New results in the calculation of modulation products. Bell Syst. techn. J., Bd. 12 (1933) S. 228—243.
39. BENNETT, W. R. und S. O. RICE: Note on methods of computing modulation products. Philos. Mag., Bd. 18 (1934) S. 422—424.
40. BERGTOLD, F.: Die neuen Röhren. Berlin (1937): Weidmannsche Buchhandlung.
41. BESSON, P.: Influence de la résistance interne et du coefficient d'amplification de la lampe sur l'amplification et la sélectivité. l'Onde électrique, Bd. 14 (1935) S. 324—330.
41a. BIRGE, R. T.: Probable values of the general physical constants. Rev. modern Physics, Bd. 1 (1930) S. 1—73.
42. BITTMANN, H.: Der Einfluß der Sekundäremission auf die Röhrenkennlinien. Ann. Physik, Bd. 8 (1931) S. 737—776.
43. BLACK, H. S.: Stabilised feed back amplifiers. Bell Syst. techn. J. Januar 1934; Electr. Engng. Januar 1934.
44. BOER, DE, H. J.: Zur Theorie des Schroteffektes. Physik. Z., Bd. 32 (1931) S. 482—483.
45. BOJINESCO, A.: Emission électronique de champ obtenue lors du bombardement de l'oxyde d'aluminium par des électrons ou des ions négatifs. C. R. Paris, Bd. 208 (1939) S. 1800—1802.

46. BOUCKE, H.: Neuartige Schaltung einer Mehrgitterröhre zur Gleichstromverstärkung. Funktechn. Mh., Heft 11 (1938) S. 321—325.
47. BRAUNMÜHL, H. J. VON: Neue Untersuchungen über nicht-lineare Verzerrungen. Z. techn. Physik, Bd. 15 (1934) S. 617—622.
48. BRINTZINGER, W. und H. VIEHMANN: Das Rauschen von Empfängern. Hochf. Techn. u. Elektroak., Bd. 39 (1932) S. 199—207.
49. BROOKE, H. A.: Microphonic feed-back phenomena in radio receivers. J. Instn. electr. Engr., Bd. 70 (1932) S. 268.
50. BROWN, H. A., G. W. PICKELS und C. T. KNIPP: Detector distortion at low input signals. Rad. Engrng., Bd. 12 (1932) S. 21—23.
51. BRUINING, H., J. H. DE BOER und W. G. BURGERS: Secondary electron emission in valves with oxidecathode. Physica, Bd. 4 (1937) S. 267—275.
52. BRUINING, H.: Sekundäre Elektronenemission. Philips techn. Rdsch., Bd. 3 (1938) S. 80—87.
53. BÜNDELRÖHRE: The Renode. Wirel. Wld., Bd. 37 (1935) S. 489—490.
54. BULL, C. S.: Testing Radio Valves, the a. c. bridge method. Wirel. Engr., Bd. 8 (1931) S. 70—74.
55. — Non linear valve characteristics, a brief discussion on their use. Wirel. Engr., Bd. 10 (1933) S. 83—88.
56. CALPINE, H. C.: Conditions in the anode-screen-space of thermionic valves. Wirel. Engr., Bd. 13 (1936) S. 473—474.
57. CARTER, R. O.: Distortion in screen grid valves with special reference to the variable conductance type. Wirel. Engr., Bd. 9 (1932) S. 123—129.
58. — The theory of distortion in screen grid valves. Wirel. Engr., Bd. 9 (1932) S. 429—438.
59. CHAFFEE, E. L.: Theory of thermionic vacuum tubes. (Mc. Graw Hill Book Co. New York, 1932.)
60. CHAUVIERRE, M.: Remarques sur le contrôle automatique de la sensibilité par lampes a pente variable. l'Onde électrique, Bd. 14 (1935) S. 809—820.
61. CHRÉTIEN, L.: La technique transcontinentale. Chiron Paris (1935).
62. COCKING, W. T. und W. I. G. PAGE: The advantages of the variable mu valve. Wirel. Wld., Bd. 29 (1931) S. 546—549.
63. — Negative feed back amplifiers. Wirel. Wld., Bd. 39 (1936) S. 475—478 und S. 498—502.
64. COLEBROOK, F. M.: The theory of the straight line rectifier. Wirel. Engr., Bd. 7 (1930) S. 595—603.
65. — The frequency analysis of the heterodyne envelope. Wirel. Engr., Bd. 9 (1932) S. 195—201.
66. — A study of the possibilities of radio frequency voltage amplification with screen grid and with triode valves. J. Instn. electr. Engr., Bd. 74 (1934) S. 187 bis 198.
67. COLLATZ, L.: Bemerkungen zur Fehlerabschätzung für das Differenzenverfahren bei partiellen Differentialgleichungen. Z. angew. Math. Mech., Bd. 13 (1930) S. 56—57.
68. COPELAND, P. L.: Secondary emission of electrons from complex targets. Physic. Rev., Bd. 48 (1935) S. 88—95.
69. CORNELIUS, P.: Die Pentode im Endverstärker. ETZ., Bd. 53 (1932) S. 819 bis 821.
70. COURANT, R., K. FRIEDRICHS und H. LEWY: Über die partiellen Differenzengleichungen der mathematischen Physik. Math. Ann., Bd. 100 (1928) S. 32—74.
71. DECAUX, B.: Les perfectionnements récents des tubes a vides. l'Onde électrique, Bd. 14 (1935) S. 267—311.
72. DEHLINGER, W.: Space charge grid tube with variable mu grid. Physics, Bd. 5 (1934) S. 173—177.

73. DÉLION, H.: Quelques observations sur le rendement des tubes changeurs de fréquence. l'Onde électrique, Bd. 14 (1935) S. 331—336.
74. DEMSKI, A.: Die experimentelle Prüfung des Maxwellschen Geschwindigkeitsverteilungsgesetzes für Elektronen, die aus einer Glühkathode austreten. Diss. Hamburg 1928. Physik. Z., Bd. 30 (1929) Nr. 10.
75. DREYER, J. F.: The beam-power output tube 6 L 6. Electronies, Bd. 9 (1936) S. 18—21.
76. DUNMORE, F. W.: A unicontroll receiver for ultrahigh frequencies using concentric lines as interstage couplers. Proc. Inst. Radio Engr., Bd. 24 (1936) S. 837—849.
77. DUSHMAN, S.: Electron emission (short survey). Electr. Engng., Bd. 53 (Juli 1934) S. 1054—1062.
78. ELIAS, G. J., B. VAN DER POL und B. D. H. TELLEGEN: Das elektrostatische Feld einer Triode. Ann. Phys., Bd. 78 (1925) S. 370—406.
79. EMERSLEBEN, O.: Die Abhängigkeit des Verstärkungsfaktors von der Röhrencharakteristik. Elektr. Nachr.-Techn., Bd. 11 (1934) S. 297—303.
80. EPSTEIN, P. S.: Zur Theorie der Raumladungserscheinungen. Verhandl. der deutschen Phys. Ges., Bd. 21 (1919) S. 85—99.
81. ESPE, W. und M. KNOLL: Werkstoffkunde der Hochvakuumtechnik. Berlin: Julius Springer 1936.
82. ESPLEY, D. C.: The calculation of harmonic production in thermionic valves with resistive loads. Proc. Inst. Radio Engr., Bd. 21 (1933) S. 1439—1446.
83. FARNSWORTH, P. T.: New electron multipliers. Wirel. Wld., Bd. 38 (1936) S. 336—338.
84. FAULHABER, H.: Messungen über nicht-lineare Verzerrungen. Elektr. Nachr.-Techn., Bd. 11 (1934) S. 351—357.
85. FAY, C. E.: The operation of vac. tubes as class B and class C amplifiers. Proc. Inst. Radio Engr., Bd. 20 (1932) S. 548—568.
86. FAY, C. E., A. L. SAMUEL und W. SHOCKLEY: On the theory of space charge between parallel plane electrodes. Bell Syst. techn. J., Bd. 17 (1938) Nr. 1 S. 49—79.
87. FELDTKELLER, R.: Verzerrungen des Verstärkungsfaktors. Elektr. Nachr.-Techn., Bd. 11 (1934) S. 403—409.
88. FERRIS, W. R.: Graphical harmonic analysis for determining modulation distortion in amplifier tubes. Proc. Inst. Radio Engr., Bd. 23 (1935) S. 510 bis 516.
89. — Input resistance of vacuum tubes as ultra-high-frequency amplifiers. Proc. Inst. Radio Engr., Bd. 24 (1936) S. 82—107.
90. FISCHER, J.: Einführung in die klassische Elektrodynamik. Berlin: Julius Springer 1936.
91. FISHER, C. B.: Automatic volume control for radio receivers. Wirel. Eng., Bd. 10 (1933) S. 248—254.
92. FLOYD, W. F.: A note on interference tones in superheterodyne receivers. Proc. Phys. Soc., Bd. 45 Nr. 249 (1933) S. 610—616.
93. FORRO, M. und E. PATAI: Messungen von Kontaktpotentialen einiger Metalle. Z. Physik, Bd. 63 (1930) S. 444—457.
94. FORTESCUE, C. L.: The time of flight of electrons in a cylindrical diode. Wirel. Engr., Bd. 12 (1935) S. 310—311.
95. FREMLIN, J. H.: Calculation of triode constants. Philos. Mag., Bd. 27 (1939) S. 709—741.
96. GAVIN, M. R.: Electron pump effect at high frequencies. Wirel. Engr., Bd. 15 (1938) S. 81—83.
97. GEHRTS, A.: Die Elektronenemission von Oxydkathoden. Z. techn. Physik, Bd. 11 (1930) S. 246—253.

98. GEHRTS, A.: Klirrfaktor und Kennlinie der Verstärkerröhren. Elektr. Nachr.-Techn., Bd. 10 (1933) S. 436—445.

99. GERSCHGORIN, S.: Fehlerabschätzung für das Differenzenverfahren zur Lösung partieller Differentialgleichungen. Z. angew. Math. Mech., Bd. 10 (1930) S. 373—382.

100. GLASER, A. und W. HENNEBERG: Die Potentialverteilung in Schlitzblende und Lochblende. Z. techn. Physik, Bd. 16 (1935) S. 222—230.

101. GOTTMANN, H.: Potentialreliefs für Röhren mit konzentrischen Elektroden. Funktechn. Mh., Nr. 10 (1935) S. 385—386.

102. GRAFFUNDER, W., W. KLEEN und W. WEHNERT: Leistungs- und Verzerrungsmessungen an Rundfunkempfängerröhren. Telefunkenröhre, Heft 4 (1935) S. 142—163.

103. GRAFFUNDER, W. und H. ROTHE: Prinzipielle Untersuchungen über das Klingen von Verstärkerröhren. Telefunkenröhre, Heft 6 (1936) S. 36—57.

104. GREENWOOD, W. und S. J. PRESTON: Quality detectors: A survey of rectification. Wirel. Engr., Bd. 8 (1931) S. 648—658.

105. GREVE, F.: Untersuchungen über den Durchgriff von Empfängerröhren. Z. Hochfrequenztechn., Bd. 38 (1931) S. 234—237.

106. GROENEVELD, Y. B. F. J., B. VAN DER POL und K. POSTHUMUS: Gittergleichrichtung. Jb. drahtl. Telegr., Bd. 29 (1927) S. 139—147.

107. GROSZKOWSKI, J.: The interdependence of frequency variation and harmonic content, and the problem of constant-frequency oscillators. Proc. Inst. Radio Engr., Bd. 21 (1933) S 958—981.

108. GYSAE, B.: Über die Temperaturabhängigkeit der Austrittsarbeit von Oxydkathoden. T. H. Diss. Berlin 1938.

109. HAMACHER, F.: Über die Beeinflussung der Elektronenbahnen durch das Heizstromfeld von Glühkathoden. Arch. Elektrotechn., Bd. 27 (1933) S. 121—124.

110. HAMILTON, H. G.: Radio tube noise. Electronics, Bd. 10 (1937) Nr. 8 S. 26 bis 29.

111. HARRIES, J. H. OWEN: The anode to accelerating electrode space in thermionic valves. Wirel. Engr., Bd. 13 (1936) S. 190—200.

112. HARRIS, W. A.: The application of superheterodyne frequency conversion systems to multirange receivers. Proc. Inst. Radio Engr., Bd. 23 (1935) S. 279—295.

112a. HÄSSLER, G.: Meßplatz zur Untersuchung der Feinstruktur nichtlinearer Kennlinien. Arch. Techn. Messen, Dez. 1937, T. 158—159.

113. HATSCHEK, P.: Neue Entwicklung der angewandten Elektronenoptik. Funktechn. Mh., Nr. 4 (1936) S. 28—30.

114. HEINZE, W. und A. WAGENER: Der Wärmeübergang durch Strahlung. Z. techn. Physik, Bd. 18 (1937) S. 75—86.

115. HEINS VAN DER VEN, A. J.: Verzerrung und Ausgangsleistung bei Endröhren. Radio Nieuws, Bd. 16 (1933) S. 83—93.

116. — Modulatiebrom, Modulatieverdieping, vervorming der modulatie en kruismodulatie. Radio Nieuws, Bd. 17 (1934) S. 29—52.

116a. — Output stage distortion. Wirel. Engr., Bd. 16 (1939) S. 444—452.

117. HEPP, G.: Potentialmessungen mit dem elektrolytischen Trog. Philips techn. Rdsch., Bd. 4 (1939) S. 235—243.

118. HERD, J. F.: Some measurements on optimum heterodyne. Wirel. Engr., Bd. 7 (1930) S. 493—499.

118a. HEROLD, E. W., W. A. HARRIS und T. J. HENRY: A new converter tube for all-wave receivers. R C A Rev., Bd. 3 (1938) Nr. 1 S. 67—77.

119. HERWEG, J. und G. ULBRICHT: Über das Verhalten von Schirmgitterröhren bei Anwesenheit von Sekundärelektronen. Z. Hochfrequenztechn., Bd. 41 (1933) S. 189—194.

120. HICKMANN, R. W. und F. V. HUNT: The exact measurement of electron tube coefficients. Rev. scient. Instr., Bd. 6 (1935) S. 268—270.

121. HIGINBOTHAM, H.: Colloidal graphite. Its properties and some applications (particularly aquadag and varnodag). Wirel. Engr., Bd. 12 (1935) S. 373—374.

122. HOLLMANN, H. E.: Die ultradynamische Schwingungsanfachung durch Rückkopplung. Z. hochfrequenztechn. Elektroak., Bd. 42 (1933) S. 32—33.

123. — Der Kennlinienkomparator. Elektrotechn. Z., Bd. 55 Nr. 14 (1934) S. 343 bis 344.

124. HORTON, J. W.: The use of vacuum tubes in measurements (bibliogr. of 590 items). Electr. Engng., Bd. 54 Nr. 1 (1935) S. 93—102.

125. HULL, A, W. und E. E. BURGER: Glass to metal seals. Physics, Bd. 5 (1934) S. 384—405.

126. HULTBERG, C. A.: Noise introduced in superheterodynes with frequency conversion (and the superiority of the pentagrid converter). Radio Engng., Bd. 14 (1934) Nr. 10 S. 22—23.

127. HURWITZ, A. und R. COURANT: Funktionentheorie. Berlin: Julius Springer 1925.

128. JACKSON, W.: Modulation and the heterodyne. Wirel. Engr., Bd. 8 (1931) S. 425—426.

129. JAECKEL, K.: Über die Bestimmung der Durchgriffsverteilung aus der Entladungsfunktion bei Röhren mit veränderlichem Durchgriff. Z. Hochfrequenztechn., Bd. 50 (1937) S. 135—139.

129a. JOBST, G., J. RICHTER und W. WEHNERT: Die Außensteuerröhre als Audion und Widerstandsverstärkerröhre. Telefunkenztg., Bd. 11 (1930) Nr. 55 S. 38 bis 47.

130. JOBST, G.: Über den Zusammenhang zwischen Durchgriff und Entladungsgesetz bei Röhren mit veränderlichem Durchgriff. Telefunkenztg., Bd. 12 (1931) S. 29—44.

131. JOBST, G. und F. SAMMER: Streuelektronen in Verstärkerröhren. Telefunkenröhre, Heft 1 S. 8—27 (1934).

132. JOHNSON, J. B. und F. B. LLEWELLYN: Limits to amplification (survey with bibliography). Electr. Engng., Bd. 53 (1934) S. 1449—1454.

133. JONES, T. IORWERTH: The measurement of the grid anode capacitance of screen grid valves. J. Instn. electr. Engr., Bd. 74 (1934) S. 589—594.

134. JONKER, J. L. H. und A. J. W. M. v. OVERBEEK: The application of secondary emission in amplifying valves. Wirel. Engr., Bd. 15 (1938) S. 150—156.

135. — — Eine neue Mischröhre. Philips techn. Rdsch., Bd. 3 (1938) S. 271—276.

136. JONKER, J. L. H. und M. C. TEVES: Technische Anwendungen der Sekundäremission. Philips techn. Rdsch., Bd. 3 (1938) S. 137—143.

137. JONKER, J. L. H.: Folgeerscheinungen der Sekundäremission in Verstärkerröhren. Philips techn. Rdsch., Bd. 3 (1938) S. 215—220.

138. — Pentode and tetrode output valves. Wirel. Engr., Bd. 16 (1939) S. 274 bis 286 und S. 344—348.

139. KAMMERLOHER, J.: Theorie der Mischhexode. Z. Hochf.-Elektroak., Bd. 43 (1934) S. 161—165.

140. — Der Klirrfaktor von Pentoden. Z. Hochfr.-Elektroak. Bd. 45 (1935) S. 11—13.

141. KAUTTER, W.: Gitterstrom und die verursachte Dämpfung. Telefunkenztg., Bd. 17 (1936) S. 22—31.

142. KETTEL, E.: Messungen über den Einfluß der Raumladung auf die Eingangskapazität von Verstärkerröhren. Telefunkenröhre, Heft 9 (1937) S. 15—32.

143. KILGOUR, C. E.: Graphical analysis of output tube performance. Proc. Inst. Radio Engr., Bd. 19 (1931) S. 42—50.

144. KING, R.: Electrical measurements at ultrahigh frequencies. Proc. Inst. Radio Engr., Bd. 23 (1935) S. 885—934.

145. KING, R. W.: Calculation of the constants of the three-electrode thermionic vacuum tube. Physic. Rev., Bd. 15 (1920) S. 256—268.

145a. KIRCHNER, F.: Die atomaren Konstanten h, e und m. Erg. d. exakten Naturwiss., Bd. 18 (1939) S. 26—77.

146. KLEEN, W.: Stromverteilung I. Telefunkenröhre, Heft 3 (1936) S. 118—124.

147. KLEEN, W. und H. ROTHE: Verstärkungseigenschaften der Hochfrequenzpentode. Telefunkenröhre, Heft 7 (1936) S. 109—131.

148. KLEEN, W.: Kennlinienfelder, Leistung und Verzerrung von Verstärkerröhren, insbesondere Endröhren. Telefunkenröhre, Heft 2 (1934) S. 58—71.

149. — Untersuchungen zum Raumladungsgesetz. Telefunkenröhre, Heft 9 (1937) S. 66—75.

150. KLEEN, W. und H. ROTHE: Die Raumladegleichung für Elektronen mit Anfangsgeschwindigkeit II. Z. Physik, Bd. 104 (1937) S. 711—723.

151. KLEINSTEUBER, W.: Der Einfluß der Raumladung im ebenen Bremsfeld. Z. Hochfr. Elektroak., Bd. 53 (1939) S. 199—214.

152. KLEYNEN, P. H. J. A.: De beweging van een electron in tweedimensionale electrostatische velden. Philips techn. Tydschr., Bd. 2 (1937) S. 338—345.

153. KLIPSCH, P. W.: Suppression of interlocking in first detector circuits. Proc. Inst. Radio Engr., Bd. 22 (1934) S. 699—708.

154. KNIEPKAMP, H.: Die Abweichungen der Verstärkerröhrenkennlinien vom $e^{3/2}$-Gesetz. Telegr. u. Fernspr.-Techn., Bd. 20 (1931) S. 71—76.

155. KNOL, K. S., M. J. O. STRUTT und A. VAN DER ZIEL: On the motion of electrons in an alternating electric field. Physica, Bd. 5 (1938) S. 325—334.

156. KNOLL, M. und J. SCHLOEMILCH: Elektronenoptische Stromverteilung in gittergesteuerten Elektronenröhren. Arch. Elektrotechn., Bd. 28 (1934) S. 507—516.

157. — — Electron beams in receiving valves. Wirel. Wld., Bd. 38 (1936) S. 18 bis 19.

158. KNOLL, M.: Potential und Sekundäremission elektronenbestrahlter Körper. Physik. Z., Bd. 36 (1935) S. 861—869.

159. KOBER, C. L.: Der Klirrfaktor und seine Kompensation. Elektr. Nachr.-Techn., Bd. 13 (1936) S. 379—382.

160. — Die Berechnung von nichtlinearen Verzerrungen. Elektr. Nachr.-Techn., Bd. 13 (1936) S. 336—340.

161. KOZANOWSKI, H. N. und N. H. WILLIAMS: Shot effect of the emission from oxide cathodes. Physic. Rev., Bd. 36 (1930) S. 1314—1329.

162. KRAUSE, W. A.: Hochfrequenzmessungen bei 1 m Wellenlänge. Z. Hochfr.-quenztechn. Elektroak., Bd. 45 (1935) S. 128—136.

163. KÜHNHOLD, W.: Die obere Frequenzgrenze rückgekoppelter Röhrengeneratoren. Z. Hochfrequenztechn. Elektroak., Bd. 46 (1935) S. 78.

164. KURIE, F. N. D.: The cyclotron. Gen. electr. Rev., Bd. 40 (1937) S. 264 bis 273.

165. LAISE, C. A. und J. KURTZ: Wires in tubes. Radio Engrng., Bd. 14 (1934) S. 29 und 36.

166. LAMBREY, M. und S. KRAUTHAMER: Sur le fonctionnement de la bigrille changeuse de fréquence. C. R. Acad. Sci., Paris, Bd. 198 (1934) S. 156—158.

167. — — Sur les combinaisons anormales de fréquences des lampes de conversion. C. R. Acad. Sci., Paris, Bd. 203 (1936) S. 48—50.

168. LAMBREY, M.: Distorsions accompagnant l'amplification haute fréquence et la conversion de fréquence. l'Onde électrique, Bd. 15 (1936) S. 226—239.

169. LANGE, F. H.: Die Elektronenströmung in der Bremsröhre. Diss. T. H. Berlin 1935.

170. LAUE, M. VON: Glühelektronen. Jb. Radioaktivität u. Elektronik, Bd. 15 (1918) S. 205—256.

171. LANGMUIR, I.: The effect of space charge and initial velocities on the potential distribution and thermionic current between parallel plane electrodes. Physic. Rev., Bd. 21 (1923) S. 419—435.
172. LANGMUIR, I. und K. B. BLODGETT: Currents limited by space charge between coaxial cylinders. Physic. Rev., Bd. 22 (1923) S. 347—356.
173. LANGMUIR, I. und K. T. COMPTON: Electrical discharges in gases. II. Fundamental phenomena in electrical discharges. Rev. modern Physics, Bd. 3 (1931) S. 191—257.
174. LEITHÄUSER, G.: Die Ausgangsleistung der Endröhre eines Verstärkers. Elektrotechn. Z., Bd. 53 (1932) S. 937—939.
175. LE VAN, J. D., und P. T. WEEKS: A new type of gas-filled amplifier tube. Proc. Inst. Radio Engr., Bd. 24 (1936) S. 180—189.
176. LEVIN, S. A. und L. C. PETERSON: Further extensions of the theory of multielectrode vacuum tube circuits. Bell Syst. techn. J., Bd. 14 (1935) S. 666—679.
177. LIPPINCOTT, D. K. und H. E. METCALF: The cold cathode tube: the Farnsworth electron multiplier and its use as an oscillator. Radio Engng., Bd. 14 Nr. 11 (1934) S. 18—19.
178. LLEWELLYN, F. B.: Discussion on the spontaneous background noise in amplifiers due to thermal agitation and shot effects. J. Inst. electr. Engr., Bd. 75 (1934) S. 395—398.
179. — Phase angle of vacuum tube transconductance at very high frequencies. Proc. Inst. Radio Engr., Bd. 22 (1934) S. 947—956.
180. — A study of noise in vacuum tubes and attached circuits. Proc. Inst. Radio Engr., Bd. 18 (1930) S. 243—265.
181. — Note on vacuum electronics at ultra high frequencies. Proc. Inst. Radio Engr., Bd. 23 (1935) S. 112—128.
182. LYLE, A. E. und F. CLARK: Vacuum tubes now turned out with precision at high speed, one grid every 4 seconds, 1000 stems per hour. Radio Engrng., July, Bd. 10 (1930) S. 38—39, May, Bd. 10 (1930) S. 26—27.
183. LYONS, C. L.: The pentagrid converter. Wirel. Wld., Bd. 32 (1933) S. 347 bis 348.
184. LUCAS, G. S. C.: Distortion in valve characteristics. Wirel. Engr., Bd. 8 (1931) S. 595—598, 660—661.
185. MAC PETRIE, J. S.: A graphical method for determining the transit times of electrons in a three electrode valve under conditions of space-charge limitation. Philos. Mag., Bd. 16 (1933) S. 284—293.
185a. MAHL, H.: Feldemission aus geschichteten Kathoden bei Elektronenbestrahlung. Phys. Zs., Bd. 38 (1937) S. 985—989.
186. MALTER, L.: Anomalous secondary electron emission. Physic. Rev., Bd. 49 (1936) S. 478.
187. — Thin film field emission. Physic. Rev., Bd. 50 (1936) S. 48—58.
188. MARIQUE, J.: Notes on the theory of diode rectification (assuming linear characteristic and load resistance shunted by capacity). Wirel. Engr., Bd. 11 (1935) S. 17—22.
189. MAYER, H.: Ein experimenteller Beweis für die Beziehung $\Delta\Psi = -\Delta\Phi$ in der Ψ die Austrittsarbeit und Φ die Kontaktdifferenz eines Metalls ist. Bull. Fac. Stünte Cernauti, Bd. 10 (1936) S. 217—222; Physik. Ber., Bd. 18 (1937) S. 2485.
190. MEGAW, E. C. S.: Voltage measurements at very high frequencies. Wirel. Engr., Bd. 13 (1936) S. 65—72, 135—146, 201—204.
191. MESNY, R.: Radioélectricité Générale II (lampes). Paris Etienne Chiron 1936.
192. METCALF, G. F. und J. E. BEGGS: All metal receiving tubes. I the industry viewpoint. II the manufacturing technique. Electronics May (1935) S. 148 bis 151.

193. METSCHL, E. C.: Messungen mit ungedämpften Dezimeterwellen. Z. Hochfrequenztechn., Bd. 47 (1936) S. 207—210.
194. MIE, K.: Die Verlustenergieabgabe von Empfängerröhren. Telefunkenröhre, Heft 12 (1938) S. 18—45.
195. MILLER, B. F.: An analysis of class B and Class C amplifiers. Proc. Inst. Radio Engr., Bd. 23 (1935) S. 496—510.
196. MOLTHAN, W.: Beobachtungen über ein Auftreten von Doppelcharakteristiken bei Streuelektronenströmen in Vakuumröhren. Z. techn. Physik, Bd. 14 (1933) S. 546—551.
197. MÖNCH, G.: Der Einfluß der Temperatur auf das Volt-Potential der Metalle. Z. Physik, Bd. 90 (1934) S. 433—439.
198. MORECROFT, J. H.: Electron tubes and their application. New York, Wiley & Sons 1935.
199. MORGAN, H. K.: Interfering responses in superheterodynes. Proc. Inst. Radio Engr., Bd. 23 (1935) S. 1164—1170.
200. MOULLIN, E. B.: The detection by a straight line rectifier of modulated and heterodyne signals. Wirel. Engr., Bd. 9 (1932) S. 378—383.
201. MOULLIN, E. B. und H. D. M. ELLIS: The spontaneous background noise in amplifiers due to thermal agitation and shot effects. J. Instn. electr. Engr., Bd. 74 (1934) S. 323, 348—356.
202. MOULLIN, E. B.: Measurement of shot voltage used to deduce the magnetude of secondary thermionic emission. Proc. Roy. Soc. A., Bd. 147 (1934) S. 100 bis 118.
203. — The apparent inter-electrode capacitance of a planar diode. J. Instn. electr. Engr., Lond., Bd. 81 (1937) S. 667—675.
204. — Spontaneous fluctuations of voltage. Oxford, University Press, 1938.
205. MOUROMTSEFF, I. E. und H. N. KOZANOWSKI: Analysis of the operation of vacuumtubes as class C amplifiers. Proc. Inst. Radio Engr., Bd. 23 (1935) S. 752—778.
206. — — Grid temperature as a limiting factor in vacuum tube operation. Proc. Inst. Radio Engr., Bd. 24 (1936) S. 447—454.
207. MOYER, J. A. und J. F. WOSTREL: Radio receiving tubes. Mc. Graw Hill 1931. 323 Seiten.
208. MULLARD, S. R.: The development of the receiving valve. J. Instn. electr. Engr., Bd. 76 (1935) S. 10—16.
209. NELSON, J. R.: Class B amplifiers considered from the conventional class A standpoint. Proc. Inst. Radio Engr., Bd. 21 (1933) S. 858—874.
210. NERGAARD, L. S.: Electrical measurements at wave lengths less than two meters Proc. Inst. Radio Engr., Bd. 24 (1936) S. 1207—1229.
211. NESSLAGE, C. F., E. W. HEROLD und W. A. HARRIS: A new tube for use in superheterodyne frequency conversion systems (avoiding coupling between oscillator and signal circuits, a five grid valve also useful for avc and volume expansion). Proc. Inst. Radio Engr., Bd. 24 (1936) S. 207—218.
212. NORTH, D. O.: Analysis of the effects of space charge on grid impedance. Proc. Inst. Radio Engr., Bd. 24 (1936) S. 108—136.
213. OATLEY, C. W.: The measurement of contact potential difference. Proc. Roy. Soc. A., Bd. 155 (1936) S. 218—234.
214. OERTEL, L.: Zur Theorie der Elektronenröhren, deren Gitter-Kathodenabstand kleiner ist als die Steigung. Telefunkenröhre, Heft 12 (1938) S. 7 bis 17.
215. OLLENDORFF, F.: Berechnung des Durchgriffs durch ein dichtes Paralleldrahtgitter. Elektrotechn. u. Maschinenb., Bd. 52 (1934) S. 585—591.
216. PATERMANN, K.: Das Röhrenschrifttum des Jahres 1934. Telefunkenröhre, Heft 4 (1935) S. 176—184.

217. Pearson, G. L.: Shot effect and thermal agitation in an electron current limited by space charge. Physic. Rev., Bd. 47 (1935) S. 327—328.
218. Penning, F. M.: Abnormale electronensnelheden en trillingen van zeer hooge frequentie in ontladingsbuizen. Physica, Bd. 6 (1926) S. 241—248.
219. — De hoogfrequente glimontlading. Physica, Bd. 7 (1927) S. 80—87.
219a. Peterson, L. C.: Impedance properties of electron streams. Bell Syst techn. Journ., Bd. 18 (1939) S. 465—481.
220. Pidgeon, H. A.: Theory of multi-electrode vacuum tubes. Bell Syst. techn. J., Bd. 14 (1935) S. 44—84.
220a. Pierce, J. R.: Electron multiplier design. Bell Lab Record, Bd. 16 (1938) S. 305—309.
221. Pinciroli, A.: Secondary electronic current in valves with more than two electrodes. Alta frequenza, Bd. 4 (1935) S. 275—289.
222. Plato, G., W. Kleen und H. Rothe: Die Raumladungsgleichung für Elektronen mit Anfangsgeschwindigkeit. Z. Physik., Bd. 101 (1936) S. 509—520, Bd. 104 (1937) S. 711—723.
223. Pol, van der, B.: Over de secundaire electronen in trioden. Handel 19 Ned. Natuur- en Geneesk. Congres 1923, S. 108—110.
224. — Über Elektronenbahnen in Trioden. Z. Hochfrequenztechn., Bd. 25 (1925) S. 121—130.
225. — The non-linear theory of electric oscillations. Proc. Inst. Radio Engr., Bd. 22 (1934) S. 1051—1086.
226. Pol, B. van der und Th. J. Weyers: Fine structure of triode characteristics. Physica, Bd. 1 (1934) S. 481—496.
227. Pol, B. van der: Discontinuous Phenomena in Radio communication. J. Inst. electr. Engr., Lond., Bd. 81 (1937) S. 381—398.
228. Pomey, J. B.: Les fluctuations de courant. Rev. gén. de l'électricité, Bd. 38 (1935) S. 163—170.
229. Prakke, F., J. L. H. Jonker und M. J. O. Stutt: A new "all glass" valve construction. Wirel. Engr., Bd. 16 (1939) S. 224—230.
230. R. C. A.: Acorn type pentode (954) (r. f. amplifier). Radio Engng., April, Bd. 15 Nr. 4 (1935) S. 13—15.
231. Reed, M.: An analysis of class C amplification. Wirel. Engr., Bd. 12 (1935) S. 296—302.
232. Reimann, A. L.: Thermionic emission. London (1934) Chapman & Hall Ltd.
232a. Robinson, H. A.: An experimental study of the tetrode as a modulated radio frequency amplifier. Proc. Inst. Radio Engr., Bd. 20 (1932) S. 131—160.
233. Rocard, Y.: Sur le fonctionnement des bigrilles changeuses de fréquence. C. R. Acad. Sci. Paris, Bd. 198 (1934) S. 554—556.
234. Rose, M. E.: Focusing and maximum energy of ions in the cyclotron. Physic. Rev., Bd. 53 (1938) S. 392—408.
235. Rosenhead, L. und S. D. Daymond: The distribution of potential in some thermionic tubes. Proc. Roy. Soc., Lond. A, Bd. 161 (1937) S. 382—405.
236. Rothe, H.: Untersuchungen über den Gitterstromeinsatzpunkt bei Verstärkerröhren. Telefunkenztg., Bd. 13 (1932) Juli, S. 45—51.
237. — Stromverteilung II. Die Steuerung des Kathodenstromes im Hochvakuum. Telefunkenröhre, Heft 4 (1935) S. 130—141.
238. — Das Verhalten von Elektronenröhren bei hohen Frequenzen. Telefunkenröhre, Heft 9 (1937) S. 33—65.
239. Rothe, H. und G. Plato: Rauschen in Empfangsröhren zwischen 0,15 und 15 MHz. Telefunkenröhre, Heft 7 (1936) S. 94—108.
240. Rothe, H. und W. Kleen: Stromverteilung III; Theorie der Mehrgitterröhren. Telefunkenröhre, Heft 6 (1936) S. 1—23.

241. ROTHE, H. und W. ENGBERT: Das Rauschen von Empfängerröhren im Gebiet von 0,15 bis 15 MHz. Telefunkenröhre, Heft 11 (1937) S. 183—212.
242. ROTHE, H. und W. KLEEN: Stromverteilung. IV. Stromverteilungssteuerung. Telefunkenröhre, Heft 8 (1936) S. 158—174.
243. — — Stromverteilung. V. Stromverteilung und Raumladung. Telefunkenröhre, Heft 9 (1937) S. 90—114.
244. RUNGE, I.: Zur Berechnung des Verhaltens von Mehrgitterröhren bei hohen Frequenzen. Telefunkenröhre, Heft 10 (1937) S. 128—142.
245. — Laufzeiteneinflüsse in Elektronenröhren. Z. techn. Physik, Bd. 18 (1937) S. 438—441.
246. SALZBERG, B. und D. G. BURNSIDE: Recent developments in miniature tubes. Proc. Inst. Radio Engr., Bd. 23 (1935) S. 1142—1157.
247. SALZBERG, B.: Notes on the theory of the single stage amplifier. Proc. Inst. Radio Engr., Bd. 24 (1936) S. 879—897.
248. SALZBERG, B. und A. V. HAEFF: Effects of space charge in the grid-anode region of vacuum tubes. RCA Review, Bd. 2 (1938) S. 336—374.
249. SABLONIÈRE, DE LA, C. J.: Die Sekundäremission in Elektronenröhren, namentlich Schirmgitterröhren. Z. Hochfrequenztechn., Bd. 41 (1933) S. 195 bis 202.
250. — Der innere Widerstand von Schirmgitterröhren. Z. Hochfrequenztechn. Elektroak., Bd. 41 (1933) S. 204—205.
251. SAMUEL, A. L. und N. E. SOWERS: A power amplifier for ultrahigh frequencies. Bell Syst. techn. J., Bd. 16 (1937) S. 10—34.
252. — Extending the frequency range of the negative grid tube. J. appl. Phys., Bd. 8 (1937) S. 677—688.
253. SCHEEL, J. E. und F. MARGUERRE: Zur Theorie der Elektronenröhre mit veränderlichem Durchgriff längs der Systemachse. Arch. Elektrotechn., Bd. 28 (1934) S. 210—233.
254. SCHEEL, J. E.: Zur Bestimmung der Steuerspannung von Elektronenröhren mit unveränderlichem Durchgriff längs der Systemachse. Arch. Elektrotechn., Bd. 29 (1935) S. 47—69.
254a. SCHLOSSER, E. O.: Berechnung von Hochfrequenzvielfachbeschleunigern. Z. techn. Physik., Bd. 19 (1938) S. 237—240.
255. SCHMITT, O. H. A.: A method for realizing the full amplification factor of high mu tubes. Rev. Sci. Instr., Bd. 4 (1933) S. 661—664.
256. SCHOTTKY, W.: Über Hochvakuumverstärker. Arch. Elektrotechn., Bd. 8 (1919/20) S. 1—41.
257. — Die Raumladungsschwächung des Schroteffekts. I. Wiss. Veröff. Siemens, Bd. XVI, 2 (1937) S. 1—18.
258. — Zur Theorie des Elektronenrauschens in Mehrgitterröhren. Ann. Physik, Bd. 32 (1938) S. 195—204.
259. SCHULZE, E.: Zur Theorie der Bremsfeldkennlinie. Z. Hochfrequenztechn. Elektroak., Bd. 44 (1934) S. 118—125.
260. — Über Doppelgitterröhren. Z. Hochfrequenztechn., Bd. 45 (1935) S. 80—84.
261. SCHWANDT, E.: Die Frage der Metallröhren. Funktechn. Mh., Nr. 11 (1935) S. 417—420.
262. SCHWARZENBACH, H. A.: Eine exakte Methode zur Trennung von Primär- und Sekundärströmen in Elektronenröhren. Helv. phys. Acta, Bd. 3 (1930) S. 446 bis 447.
263. SLOANE, R. W. und E. G. JAMES: Transit time effects in diodes in pictorial form. J. Instn. electr. Engr., Bd. 79 (1936) S. 291—296.
264. SÖCHTING, F.: Maximalleistungen von Verstärkerröhren bei komplexer Belastung. Elektrotechn. u. Maschinenb., Bd. 51 (1933) S. 17—23.

265. Spenke, E.: Die Raumladungsschwächung des Schroteffekts. II. Wiss. Veröff. Siemens, Bd. XVI, 2 (1937) S. 19—41.
266. Starr, M.: A study of the Farnsworth cold cathode oscillator. Physic. Rev., Bd. 48 (1935) S. 485.
267. Steimel, K.: Mixing and fading hexodes. Telefunkenztg., November, Bd. 14 Nr. 65 (1933) S. 33—46.
268. — Die neuen Mischröhren. Telefunkenröhre, Heft 2 (1934) S. 45—57; II. Heft 3 (1935) S. 85—94.
269. — Der Einfluß von Masse und Laufzeit im Bereich der Rundfunkröhren. Telefunkenröhre, Heft 5 (1935) S. 213—219.
270. Stettler, O.: The octode, a new mixing valve for superheterodyne receivers. Bull. Ass. suisse. des Electr., Bd. 25 (1934) S. 441—443.
271. Stewart, J.: The operation of superheterodyne first detector valves. J. Instn. electr. Engr., Bd. 76 (1935) S. 227—235.
272. Strutt, M. J. O.: Ein Lösungsverfahren für Potentialprobleme. Ann. Physik Bd. 87 (1928) S. 153—175.
273. — Die Ladungsverteilung auf zwei ungleichen parallelen kreiszylindrischen Leitern. Z. angew. Math. Mech., Bd. 9 (1929) S. 247—250.
273a. — Dielektrische Eigenschaften verschiedener Gläser in Abhängigkeit der Frequenz und der Temperatur. Arch. Elektrot., Bd. 25 (1931) S. 715—722.
274. — Gleichrichtung. Z. Hochfrequenztechn., Bd. 42 (1933) S. 206—208.
275. — Radioempfangsröhren mit großem inneren Widerstand. Z. Hochfrequenztechn., Bd. 43 (1934) S. 18—22.
276. — On conversion detectors. Proc. Inst. Radio Engr., Bd. 22 (1934) S. 981 bis 1008.
276a. — Schaltung zur Benutzung einer Mehrgitterröhre als Hochfrequenzverstärker und als Mischröhre in Kaskadenanordnung. Niederländische Patentschrift Nr. 42089 (1934).
276b. — Volume control in octode frequency changers. British Patent 443065 (June 4, 1934).
277. — Anode bend detection. Proc. Inst. Radio Engr., Bd. 23 (1935) S. 945 bis 958.
278. — Whistling notes in superheterodyne receivers. Wirel. Engr., Bd. 12 (1935) S. 194—197.
279. — Mixing valves. Wirel. Engr., Bd. 12 (1935) S. 59—64.
279a. — Kompensation der Gitter-Anodenkapazität im Kurzwellengebiet. Niederl. Patentschr. 46307 (26. Juli 1935).
280. Strutt, M. J. O. und A. van der Ziel: Messungen der charakteristischen Eigenschaften von Hochfrequenzempfangsröhren zwischen 1,5 und 60 MHz. Elektr. Nachr.-Techn., Bd. 12 (1935) S. 347—354.
281. Strutt, M. J. O.: Diode frequency changers. Wirel. Engr., Bd. 13 (1936) S. 73—80.
282. — Performance of some types of frequency changers in all wave receivers. Wirel. Engr., Bd. 14 (1937) S. 184—192.
282a. — Improvements in or relating to electric discharge tubes (beam tubes) British Patent 498167 (September 2, 1936).
283. Strutt, M. J. O. und A. van der Ziel: Einfache Schaltmaßnahmen zur Verbesserung der Eigenschaften von Hochfrequenzverstärkerröhren im Kurzwellengebiet. Elektr. Nachr.-Techn., Bd. 13 (1936) S. 260—268.
283a. — — Compensation of retroaction. British Patent 492064 (May 15, 1936).
284. — — Erweiterung der bisherigen Messungen der Admittanzen von Hochfrequenzverstärkerröhren bis 300 MHz. Elektr. Nachr.-Techn., Bd. 14 (1937) Heft 3.

285. STRUTT, M. J. O.: Moderne Mehrgitterelektronenröhren. Schweiz. Arch. Wiss. u. Techn., Bd. 2 (1936) S. 183—199—230, Elektrotechn. Z., Bd. 58 (1937) S. 113—117, 149—153 (Auszug).

285a. STRUTT, M. J. O. und P. H. J. A. KLEYNEN: Improvements in electric discharge tubes for amplifying or generating electric oscillations (beam tubes). British Patent 498 347 (November 26, 1936).

286. — Les performances de certains types de lampes changeuses de fréquence dans les récepteurs toutes ondes. l'Onde électrique, Bd. 16 (1937) S. 29—44.

287. — Verzerrungseffekte bei Mischröhren. Z. Hochfrequenztechn., Bd. 49 (1937) S. 20—23.

288. STRUTT, M. J. O. und A. VAN DER ZIEL: Die Ursachen für die Zunahme der Admittanzen moderner Hochfrequenz-Verstärkerröhren im Kurzwellengebiet. Elektr. Nachr.-Techn., Bd. 14 (1937) S. 281—293.

289. STRUTT, M. J. O.: Die charakteristischen Admittanzen von Mischröhren für Frequenzen bis 70 MHz. Elektr. Nachr.-Techn., Bd. 15 (1938) S. 11—18.

290. — Electron transit time effects in multi-grid valves. Wirel. Engr., Bd. 15 (1938) S. 315—321.

291. STRUTT, M. J. O. und A. VAN DER ZIEL: Improvements in electric discharge tubes (beam tubes) and circuit arrangements incorporating such tubes. British Patent 500090 (May 14, 1937).

292. — — Messungen der komplexen Steilheit moderner Mehrgitterelektronenröhren im Kurzwellengebiet. Elektr. Nachr.-Techn., Bd. 15 (1938) S. 103 bis 111.

293. — — Einige dynamische Messungen der Elektronenbewegung in Mehrgitterröhren. Elektr. Nachr.-Techn., Bd. 15 (1938) S. 277—283.

294. STRUTT, M. J. O.: Moderne Kurzwellenempfangstechnik. Funkentechn. Mh. (1938) S. 309—313 und S. 331—339. Als Buch erschienen (Berlin: Julius Springer 1939).

295. STRUTT, M. J. O. und K. S. KNOL: Messungen von Strömen, Spannungen und Impedanzen bis 20 cm Wellenlänge herab. Z. Hochfrequenztechn. Elektroak., Bd. 53 (1939) S. 187—195.

296. STRUTT, M. J. O.: High frequency, mixing and detection stages of television receivers. Wirel. Engr., Bd. 16 (1939) S. 174—187.

297. STRUTT, M. J. O. und A. VAN DER ZIEL: Über die Elektronenraumladung zwischen ebenen Elektroden unter Berücksichtigung der Anfangsgeschwindigkeit und Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen. Physica, Bd. 6 (1939) S. 977—996.

298. — — On electronic space charge with homogeneous initial electron velocity between plane electrodes. Physica, Bd. 5 (1938) S. 705—717.

299. STURM, THEO: Verfahren zur Klirrverminderung. Funktechn. Mh., Heft 3 (1937) S. 77—82.

300. TELLEGEN, B. D. H.: De grootte van de emissiestroom in een triode. Physica, Bd. 5 (1925) S. 301—315.

301. — De grootte van den roosterstroom in een triode. Physica, Bd. 6 (1926) S. 113—116.

302. — Endverstärkerprobleme. Z. Hochfrequenztechn., Bd. 31 (1928) S. 183 bis 190.

302a. TELLEGEN, B. D. H. und J. HAANTJES: Gegenkopplung. Elektr. Nachr.-Techn., Bd. 15 (1938) S. 353—358.

303. THOMPSON, B. J.: Graphical determination of performance of pushpull audio amplifiers. Proc. Inst. Radio Engr., Bd. 21 (1933) S. 591—600.

304. THOMPSON, B. J. und G. M. ROSE jr.: Vacuum tubes of small dimensions for use at extremely high frequencies. Proc. Inst. Radio Engr., Bd. 21 (1933) S. 1707—1721.

305. THOMPSON, H. C.: Electron beams and their applications in low voltage devices. Proc. Inst. Radio Engr., Bd. 24 (1936) S. 1276—1297.
306. URTEL, R.: Maximale Leistung, Wirkungsgrad und optimaler Außenwiderstand von Endröhren. Telefunkenztg., Bd. 13 (1932) S. 28—44.
307. VILBIG, F.: Lehrbuch der Hochfrequenztechnik. Leipzig: Akadem. Verlagsgesellschaft 1937.
308. VOGDES, F. B. und F. R. ELDER: Formulas for the amplification constant for three element tubes in which the diameter of the grid wires is large compared to the spacing. Physic. Rev., Bd. 24 (1924) S. 683—689.
309. WAGENER, S.: Die Berechnung der Gittertemperatur von Empfängerröhren. Diss. Berlin 1935.
310. — Die Berechnung der Gittertemperaturen von Elektronenröhren. Z. techn. Physik, Bd. 18 (1937) S. 270—280.
311. WARNER, J. C., E. W. RITTER und D. F. SCHMIT: Recent trends in receiving tube design. Proc. Inst. Radio Engr., Bd. 20 (1932) S. 1247—1262.
311a. WEINBERGER, J.: Basic economic trends in the radio industry. Proc. Inst. Radio Eng., Bd. 27 (1939) S. 704—715.
312. WEY, R. J.: Heptode frequency changers. Wirel. Engr., Bd. 11 (1934) S. 642 bis 654.
313. WILHELM, K.: Die Röhre im Rundfunkempfänger. III. Die Mehrdeutigkeiten in der Mischröhre. Telefunkenröhre, Heft 6 (1936) S. 58—70.
314. WILLIAMS, F. C.: Fluctuation voltage in diodes and in multi-electrode valves. J. Instn. electr. Engr., Bd. 79 (1936) S. 349—360.
314a. WILKE, R.: Die Verstärkung ultrahoher Frequenzen. Funktechn. Monatsh., Heft 1 (1938) S. 27—31.
315. WILSON, R. R.: Magnetic and electrostatic focusing in the cyclotron. Physic. Rev., Bd. 53 (1938) S. 408—420.
316. WITTS, A. T.: The superheterodyne receiver. (Sir Isaac Pitman & Sons 1935.)
317. ZIEGLER, M.: Shot effect of secondary emission. Physica, Bd. 2 (1935) S. 415 bis 416.
318. — De bydrage van de versterkerbuizen tot het ruischen van versterkers. Philips techn. Tydschr., Bd. 2 (1937) S. 329—334.
319. — De oorzaken van het ruischen in versterkers. Philips techn. Tydschr., Bd. 2 (1937) S. 136—141.
320. — Shot effect of secondary emission. I & II. Physica, Bd. 3 (1936) S. 1—11 und S. 307—316.
321. ZUHRT, H.: Die Leistungsverstärkung bei ultrahohen Frequenzen. Z. Hochfrequenztechn., Bd. 49 (1937) S. 73—87.
322. — Die Verstärkung einer Dreielektrodenröhre mit ebenen Elektroden bei ultrahohen Frequenzen. Z. Hochfrequenztechn., Bd. 47 (1936) S. 58—63, 79—89.
323. ZWORYKIN, V. K., G. A. MORTON und L. MALTER: The secondary emission multiplier — a new electronic device. Proc. Inst. Radio Engr., Bd. 24 (1936) S. 351—375.

Sachverzeichnis.